

W. J. Lichtenberg

Frankfurt am 1979

Experimentelle Untersuchung von Interferenzstrukturen
in der quasimolekularen K-Röntgenstrahlung

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
zu Frankfurt am Main

von
Wolfgang Julius Lichtenberg
aus Rösrath
Frankfurt am Main 1979

Verzeichnis der Handschriften der Universitätsbibliothek
in der Universitätsbibliothek

Verzeichnis der Handschriften
der Universitätsbibliothek



Verzeichnis der Handschriften
der Universitätsbibliothek

Verzeichnis der Handschriften
der Universitätsbibliothek

Gedruckt mit Genehmigung des Fachbereichs Physik der
Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main

Dekan:

Prof. Dr. D. Wolf

Erster Berichterstatter: Priv. Doz. Dr. H. Schmidt-Böcking

Zweiter Berichterstatter: Prof. Dr. K. Bethge

Tag der mündlichen Prüfung: 13. Juli 1979

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	1
1. Einleitung	3
2. Betrachtungen zur Theorie quasimolekularer Röntgenstrahlung	6
3. Experiment	16
3.1 Meßprinzip	16
3.2.1 Strahlpräparierung	18
3.2.2 Nachweissystem	22
3.2.3 Elektroniksystem	25
3.2.4 Datenaufnahme	27
4. Datenauswertung und Meßergebnisse	30
4.1 Bestimmung der echten Koinzidenzen	30
4.2 Bestimmung der Emissionswahrscheinlichkeit	38
4.3 Fehlerdiskussion	39
4.3.1 Spektrale Form	39
4.3.2 Stoßparameterabhängigkeit	42
4.3.3 Absoluter Fehler	42
5. Diskussion	43
Literaturverzeichnis	52

Digitized by the Internet Archive
in 2026

Zusammenfassung

Für das Stoßsystem Si^{13+} auf Al und für das System Si^{11+} auf Al wurden koinzidente Photonenspektren der quasimolekularen K-Strahlung in Abhängigkeit vom Stoßparameter b gemessen. Die differentiellen Emissionswahrscheinlichkeiten dP/dE_x liegen für das Experiment mit Si^{13+} als (wasserstoffähnlichem) Projektil um etwa Faktor 5 höher als die entsprechenden Wahrscheinlichkeiten für Si^{11+} als Stoßpartner des Al. Dies ist ein direkter Beweis dafür, daß ein bedeutender Anteil der Si^{13+} -Projektile während des Stoßprozesses zerfällt.

Die koinzidenten Photonenspektren für das System Si^{13+} auf Al zeigen einen exponentiellen Abfall der quasimolekularen Röntgenstrahlung oberhalb der charakteristischen Linien ($\text{Al-K}_{\alpha/\beta}$, $\text{Si-K}_{\alpha/\beta}$), obwohl für das System Si^{13+} auf Al eine Interferenzstruktur im Photonenspektrum der quasimolekularen Röntgenstrahlung erwartet wird. Dieses Ergebnis steht im Widerspruch zu theoretischen Erwartungen.

Der exponentielle Abfall des Photonenspektrums der quasimolekularen Röntgenstrahlung oberhalb des vereinigten Atoms stimmt innerhalb des statistischen Fehlers mit theoretischen Abschätzungen überein.

Die Halbwertsbreiten oberhalb des vereinigten Atoms für die 'Singles'-Spektren des Stoßsystems Si^{11+} auf Al und Si^{13+} auf Al lassen sich ebenfalls innerhalb des statistischen Fehlers mit theoretischen Abschätzungen gut reproduzieren

Die relativen Emissionswahrscheinlichkeiten des REC (strahlender Elektroneneinfang) im Vergleich zwischen Si^{13+} und Si^{11+} als Projektil sind zusätzlich zu

den Emissionswahrscheinlichkeiten dP/dE_x ein deutlicher Hinweis dafür, daß ein beträchtlicher Anteil der Si^{13+} -Projekte in strahlenden Übergängen (REC oder quasimolekulare Röntgenstrahlung) zerfällt.

1. Einleitung

Bei hochenergetischen Schwerionenstößen bilden sich die innersten Orbitale kurzzeitig während des Stoßes zu Molekülorbitalen (Quasimolekülbildung) aus, zwischen denen während des Stoßes Übergänge mit Photonenemission stattfinden können, falls zuvor Lochzustände erzeugt wurden.

Seit der Deutung dieser Strahlung als quasimolekulare Röntgenstrahlung (Saris et al.¹⁾, Mokler et al.²⁾) ist diese Strahlung in sehr vielen Arbeiten untersucht worden. Besonderes Interesse wird dieser Strahlung in der Physik superschwerer Elemente entgegengebracht, da die Hoffnung besteht, zumindest während der Durchflugzeit superschwere Quasimoleküle zu erzeugen und über die molekulare Röntgenstrahlung (MOR) Spektroskopie dieser Systeme betreiben zu können.

Systematische Untersuchungen der quasimolekularen K-Strahlung (K-MOR) (Betz et al.³⁾, Schmidt-Böcking et al.⁴⁾) zeigten jedoch, daß sich in hochenergetischen Schwerionenstößen Lochzustand und Zerfall im gleichen Stoß ereignen. (Einstoßprozeß). Um solche Stoßsysteme spektroskopieren zu können, wird eine volldynamische Theorie von Locherzeugung und Zerfall benötigt (Thorson⁵⁾), die allgemein für leichte Stoßsysteme bis heute nicht zur Verfügung steht.

Dynamische Prozesse (u. a. Stoßverbreiterung, Kopplung der Translationsbewegung der Teilchen an die Photonenemission) bewirken einen strukturlosen exponentiellen Abfall der Photonenemissionsspektren mit zunehmender Photonenenergie. Solche exponentiellen Abfälle werden auch in stoßparameterabhängigen Messungen der Emissionswahrscheinlichkeiten der K-MOR (Tserruya et al.⁶⁾) beobachtet, in denen solche Spektren für eine festgelegte

Trajektorie gemessen werden konnten. Die gemessenen Spektren belegen, daß entgegen der adiabatischen Vorstellung (Saris et al.¹⁾, $v_P \ll v_e$; v_P = Projektilgeschwindigkeit, v_e = Umlaufgeschwindigkeit der Elektronen) Röntgenenergien oberhalb von E_{UA} (vereinigtes Atom) auftreten. Die dynamische Kopplung zwischen Locherzeugung und Zerfall des Lochs in einem Stoß kann jedoch durch die Wahl eines speziell präparierten Projektils (z. B. mit wasserstoffähnlicher Elektronenschale) aufgehoben werden. In diesem Falle, in dem sich die Locherzeugung zur Zeit $t = -\infty$ ereignet, sollte dominant der Lochzerfall die Form der spektralen Verteilung der K-MOR bestimmen.

Selbst für nicht völlig adiabatische Projektilgeschwindigkeiten ($v_P \approx v_e$) wird noch erwartet (Smith et al.⁷⁾), daß ein solches Spektrum für eine feste Bahn charakteristische Merkmale des Quasimolekülsystems zeigt. Für ein solches Stoßsystem mit wasserstoffähnlichem Projektil werden von der Theorie Oszillationsstrukturen in der K-MOR für feste Stoßbahnen, d. h. für einen bestimmten Stoßparameter b vorausgesagt (Lichten⁸), Müller⁹)).

Ein Experiment zur Untersuchung der Stoßparameterabhängigkeit der K-MOR mit wasserstoffähnlichen Projektilen wäre demnach das geeignete Mittel, um die Mechanismen zur Erzeugung dieser Strahlung zu testen, und das Auffinden dieser Oszillationsstrukturen wäre ein direkter Beweis für die Richtigkeit dieses Bildes.

Dieser Test wurde mit Si-Projektilen ausgeführt, die auf ein extrem dünnes Al-Target ($3,5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) geschossen wurden und für die die Stoßparameterabhängigkeit der K-MOR zwischen 300 fm und 2000 fm gemessen wurde. Für das Stoßsystem

Si^{13+} auf Al können auf dem einlaufenden Teil der Trajektorie bei großen internuklearen Abständen $R(t)$ etwa 30 - 40 % der Lochzustände von dem 1 so - zum 2 po -Orbital transferiert werden¹⁰⁾.

Um direkt zwischen dem Prozeß der dynamischen Kopplung von Locherzeugung und Zerfall in einem Stoß vergleichen zu können, wurde außerdem das System Si^{11+} untersucht, in dem die Lochzustände im 1 so -Orbital während des Stoßes bei kleinen internuklearen Abständen erzeugt werden.

In Kapitel 2 soll in einer kurzen theoretischen Betrachtung die Oszillationsweite der zu erwartenden Strukturen für das untersuchte Stoßsystem abgeschätzt werden und gezeigt werden, ob diese Strukturen mit der verwendeten Nachweisttechnik (Si(Li) -Detektor für Photonennachweis) aufzulösen sind. In Kapitel 3 wird der experimentelle Aufbau und die Schwierigkeiten bei der Strahlpräparierung beschrieben. In Kapitel 4 werden das Verfahren der Auswertung und die entscheidenden Fehlerquellen aufgezeigt, ferner die erhaltenen Meßergebnisse vorgestellt. Im abschließenden Kapitel werden die Meßergebnisse im Vergleich zu den theoretischen Überlegungen diskutiert.

2. Betrachtungen zur Theorie quasimolekularer Röntgenstrahlung

Die bei Schwerionen-Atom-Stößen auftretenden Inner-Schalen-Anregungs- und Zerfallsprozesse werden allgemein im Modell des sogenannten Quasimoleküls beschrieben.

Die bei solchen Stößen im Röntgenenergiespektrum oberhalb der K-Linien auftretende Strahlung kann gedeutet werden als Übergänge zwischen Molekülorbitalen, die sich während der Stoßzeit t im Zweizentersystem ausbilden. Dabei gehen die Wellenfunktionen der getrennten Atome (Zeit $t = -\infty$) in die Wellenfunktionen des Quasimoleküls über. Bei genügend kleinem Stoßparameter ($b \leq R_0$, R_0 ist der K-Schalenradius des vereinigten Atoms) bilden Target und Projektil kurzzeitig ein Quasiatom ($t = 0$) mit der Kernladung $Z_{UA} = Z_P + Z_T$ (Z_P = Projektilladung, Z_T = Targetladung). Für $t = +\infty$ gehen die Elektronenwellenfunktionen wieder in die der getrennten Atome über. Abb. 1 zeigt schematisch den geschilderten Vorgang für zwei Stoßpartner mit je einem Elektron in der K-Schale.

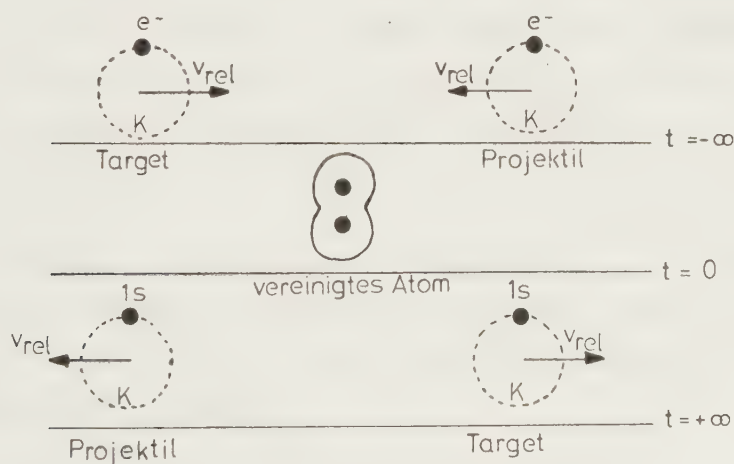


Abb. 1: Schematische Darstellung der Bildung eines Quasiatoms

Damit Target und Projektil ein Quasimolekül bilden können, muß die Relativgeschwindigkeit v_{rel} der Stoßpartner im Vergleich zur mittleren Geschwindigkeit der Elektronen v_e so klein sein ($v_{\text{rel}}/v_e \ll 1$), daß die Elektronenwellenfunktionen sich bei jedem internuklearen Abstand $R(t)$ der Stoßpartner auf das sich ändernde Potential der Kernladungen Z_P und Z_T einstellen können. Jedoch darf die Geschwindigkeit v_{rel} einen Mindestwert nicht unterschreiten, damit die Coulombabstoßung zwischen den Kernen des Targetatoms und des Projektils überwunden werden kann und damit sich ein Quasimolekül bilden kann.

Trägt man die Energieeigenwerte der inneren Orbitale als Funktion des internuklearen Abstands auf, so erhält man ein Diagramm, das allgemein als Korrelationsdiagramm bezeichnet wird. Abb. 2 zeigt ein solches Diagramm für das Stoßsystem Si auf Al.

Bringt man bei einem hochenergetischen Schwerionenstoß im einlaufenden Teil der Trajektorie für einen festen Stoßparameter b ein Loch in der K-Schale des Projektils mit in den Stoß, so kann dieses Loch mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit in das 1 s-Orbital des Quasimoleküls gelangen, in dem es unter Abstrahlung eines quasimolekularen K-Photons zerfallen kann. Dabei wird erwartet, daß der dominante Zerfallsprozeß der Übergang vom 2 pπ-Molekülniveau zum 1 s-Niveau ist.

Die Form des totalen Emissionsspektrums, d. h. charakteristische Röntgenstrahlung plus K-MOR, erhält man in Anlehnung an Weisskopf¹¹⁾ aus folgender Formel¹²⁾ für die Übergangsamplitude:

$$D(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dt \, a(t) D(R(t)) \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} E_x t - \frac{i}{\hbar} \int_0^t \Delta E(t') dt' \right\} \quad (1)$$

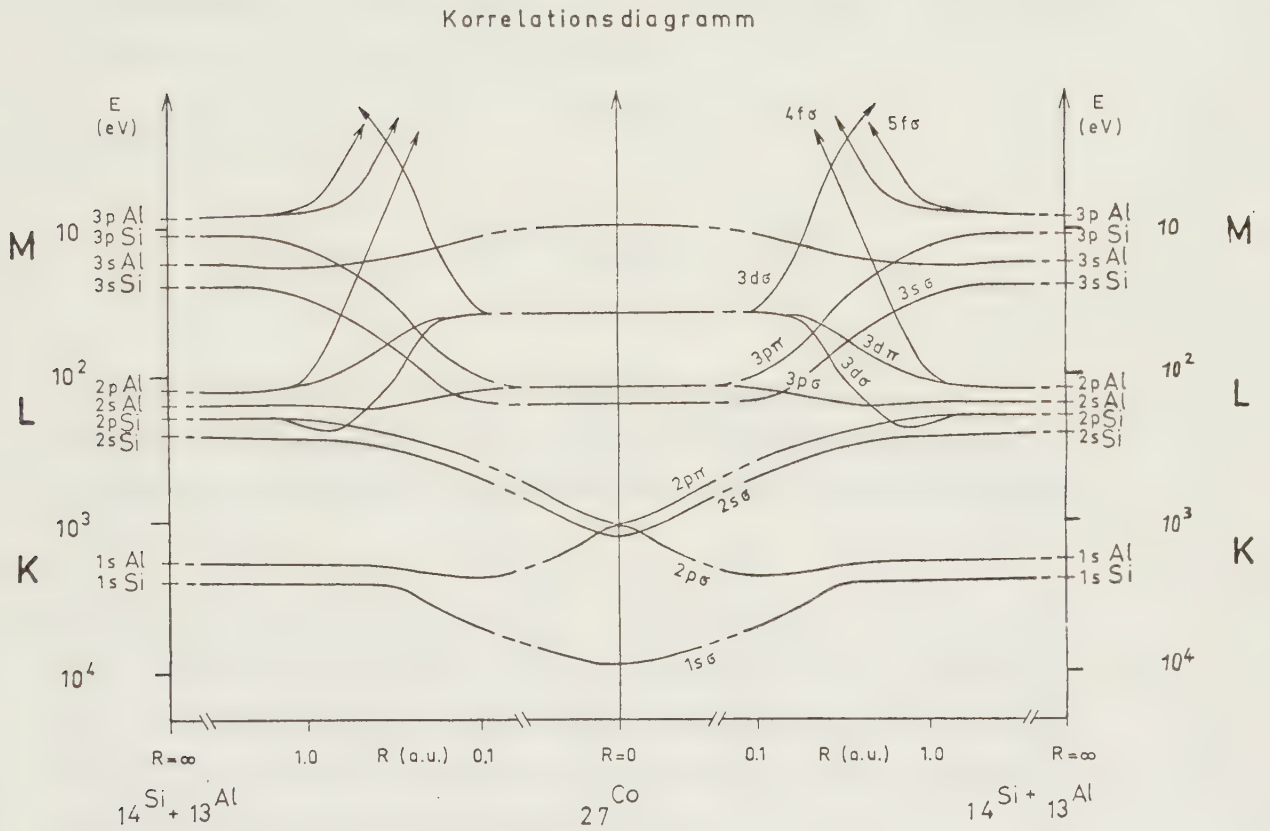


Abb. 2: Schematisches Korrelationsdiagramm Si + Al
(nach Barat und Lichten für Cl + K)¹³⁾

E_x ist die Energie des registrierten Röntgenquants, $a(t)$ ist die Amplitude für die Erzeugung eines K-Lochs während des Stoßes. Falls das K-Loch bereits in den Stoßprozeß eingebracht wird, ist $a(t) \equiv 1$. $D(R(t))$ ist das quasimolekulare Übergangsmatrixelement für den internuklearen Abstand R zur Zeit t . $\Delta E(t)$ ist in der hier betrachteten adiabatischen Näherung die über den internuklearen Abstand zeitabhängige Übergangsenergie zwischen den beteiligten Quasimolekül-Elektronenorbitalen.

Der Phasenfaktor

$$\exp \left\{ \frac{i}{\hbar} E_x t - \frac{i}{\hbar} \int_0^t \Delta E(t') dt' \right\}$$

(im Folgenden mit $\exp(-i\phi(t))$ abgekürzt) ist der für das Auftreten einer Oszillationsstruktur im Photonenpektrum beim hochenergetischen Schwerionenstoß wesentliche Term.

Durch partielle Integration läßt sich der Ausdruck (1) so umformen (Müller⁹⁾, Macek und Briggs¹⁴⁾), daß der Beitrag der charakteristischen K-Atomstrahlung und der Beitrag der quasimolekularen K-Strahlung zum Emissionspektrum gesondert diskutiert werden können.

Für den Übergang vom $2p\pi$ - zum $1s\sigma$ -Niveau ist der Integrand $\Delta E(t)$ im Phasenfaktor gleich der Energiedifferenz dieser beiden Niveaus. Aus dem Korrelationsdiagramm (Abb. 2) kann man ersehen, daß für eine bestimmte Bahn mit festem Stoßparameter die Übergangsenergie $\Delta E(t)$ für einen internuklearen Abstand R zu einer Zeit t_1 im einlaufenden Teil der Bahn und zu einer Zeit t_2 im auslaufenden Teil der Bahn gleich groß ist, also $R_1(t_1) = R_2(t_2)$ und $\Delta E(t_1) = \Delta E(t_2)$.

Ein K-Loch im $1\ s\sigma$ -Orbital hat damit die Möglichkeit, während des Stoßes zu zwei verschiedenen Zeitpunkten mit der gleichen Übergangsenergie zu zerfallen, wodurch es im Röntgenspektrum nach dieser Theorie zu Interferenzstrukturen kommen kann, wie z. B. in Abb. 3 für das Stoßsystem Ni auf Ni für zwei verschiedene Stoßparameter b gezeigt wird (nach Müller⁹⁾).

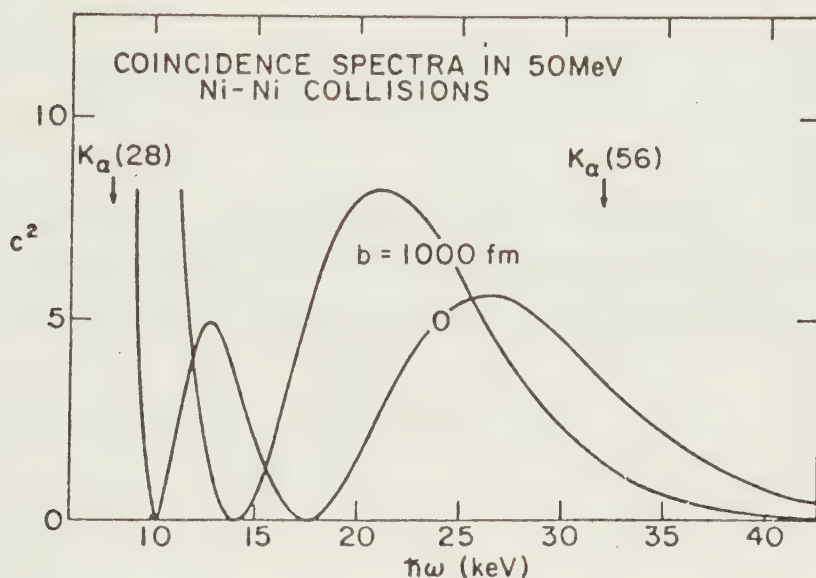


Abb. 3: Röntgenspektrum für das Stoßsystem Ni auf Ni

Da für das hier untersuchte Stoßsystem noch keine exakten Berechnungen der Übergangsmatrixelemente für quasimolekulare K-Strahlung durchgeführt worden sind, sollen im Folgenden die hier möglichen Interferenzstrukturen grob abgeschätzt werden.

Dazu wird angenommen, daß die Wahrscheinlichkeitsamplitude $D(E_x)$ für die Emission eines Röntgenquants der Energie E_x als Funktion der Energiedifferenz ΔE der Quasimolekülorbitale $2\ p\pi$ und $1\ s\sigma$ bei der Energie $\Delta E = E_x$ zeitlich lokalisiert ist, so daß man setzen kann:

$$D(E_x) = D(\Delta E(t_1)) + D(\Delta E(t_2))$$

Wegen der Symmetrie der Trajektorie unterscheiden sich die die beiden Summanden nur durch einen Phasenfaktor:

$$D(\Delta E(t_2)) = D(\Delta E(t_1)) \exp(-i\phi(t_{1,2}))$$

Für die Phasendifferenz gilt:

$$\phi(t_{1,2}) = \frac{1}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt' \cdot \Delta E(t')$$

Durch Einführung des internuklearen Abstands $R(t)$ als neue Integrationsvariable erhält man daraus in der Näherung einer geraden Projektilbahn (siehe auch Abb. 4):

$$\phi(t_{1,2}) = \frac{2}{\hbar} \int_{R(t=0)}^{R(t_1)} \frac{dR}{v_{rel}} \cdot \Delta E(R)$$

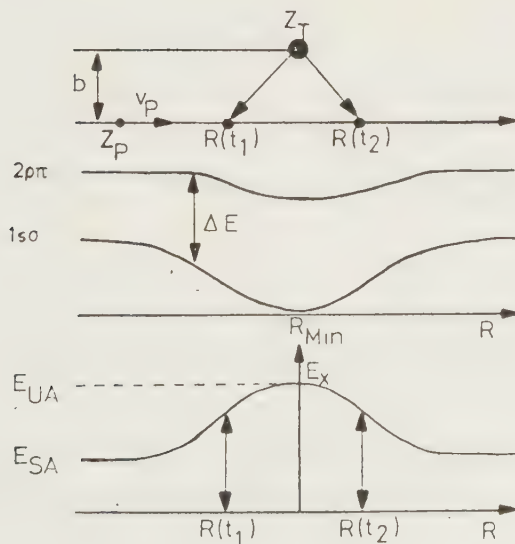


Abb. 4: Schematische Darstellung, um die in der Abschätzung verwendeten Größen zu erläutern

Der Faktor 2 ergibt sich aufgrund der Symmetrie des ein- und auslaufenden Teils der Bahn bezüglich der Zeit $t = 0$, bzw. $R_{\text{Min}} = R(t = 0)$. $R_{\text{Min}}(t)$ ist der internukleare Abstand zwischen Projektil- und Targetkern im vereinigten Atom.

Die Übergangsenergie ΔE läßt sich in Abhängigkeit von R nach Müller ⁹⁾ näherungsweise berechnen:

$$\Delta E(R) = E_x(R) = E_{\text{SA}} + \frac{E_{\text{UA}} - E_{\text{SA}}}{1 + R^2/R_0^2}$$

$R_0 \approx 5000 \text{ fm}$ für das hier untersuchte System

Diese Funktion ist in Abb. 5 dargestellt (durchgezogene Linie).

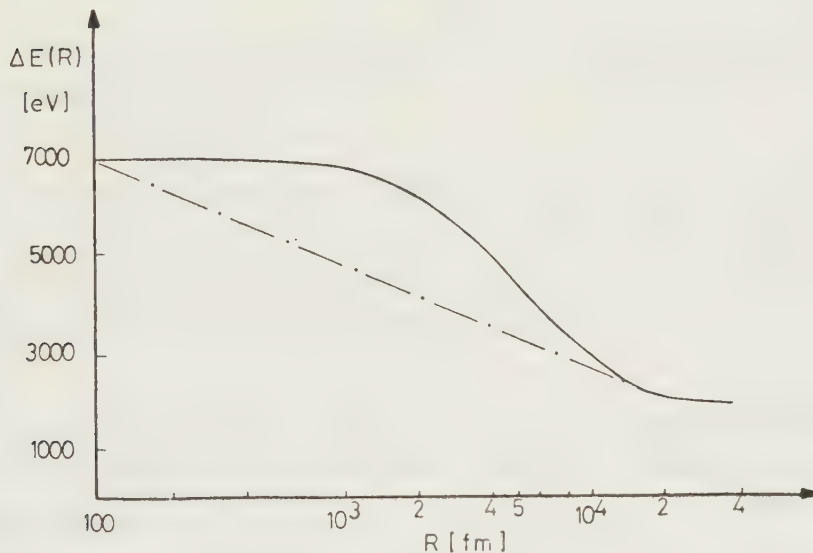


Abb. 5: Übergangsenergie $\Delta E(R)$ als Funktion des Stoßparameters b

Ausgehend von diesen Energiewerten läßt sich die jeweilige Phasendifferenz als Funktion von R (E_x) und damit als Funktion von E_x berechnen (siehe Abb. 6).

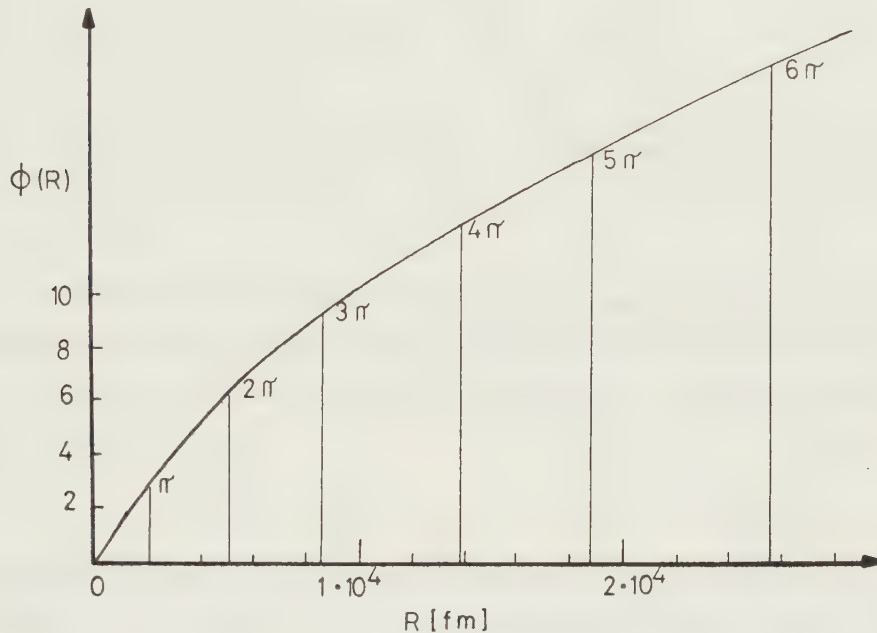


Abb. 6: Phasendifferenz $\Phi(R)$ als Funktion des Stoßparameters b

Diese so erhaltenen Phasendifferenzen ergeben für das Stoßsystem Si^{13+} auf Al für $b \approx 500$ fm eine Oszillationsstruktur im K-MOR-Photonenspektrum, wie sie aus Abb. 7 zu ersehen ist (durchgezogene Linie).

Wie wenig Einfluß die Form des Korrelationsdiagramms $\Delta E = \Delta E(R)$ auf diese Struktur hat, zeigen Abschätzungen der Phasendifferenz mit den in Abb. 5 eingezeichneten Übergangsenergiewerten (strichpunktierte Linie). Die daraus erhaltene Oszillationsstruktur (gestrichelte Linie Abb. 7) weicht in ihrer Wellenlänge nicht wesentlich von der in Abb. 7 eingezeichneten ab. Diese Abschätzung der Oszillationsstruktur zeigt, daß sie mit der in Kap. 3 diskutierten Apparatur beobachtbar sein sollte.

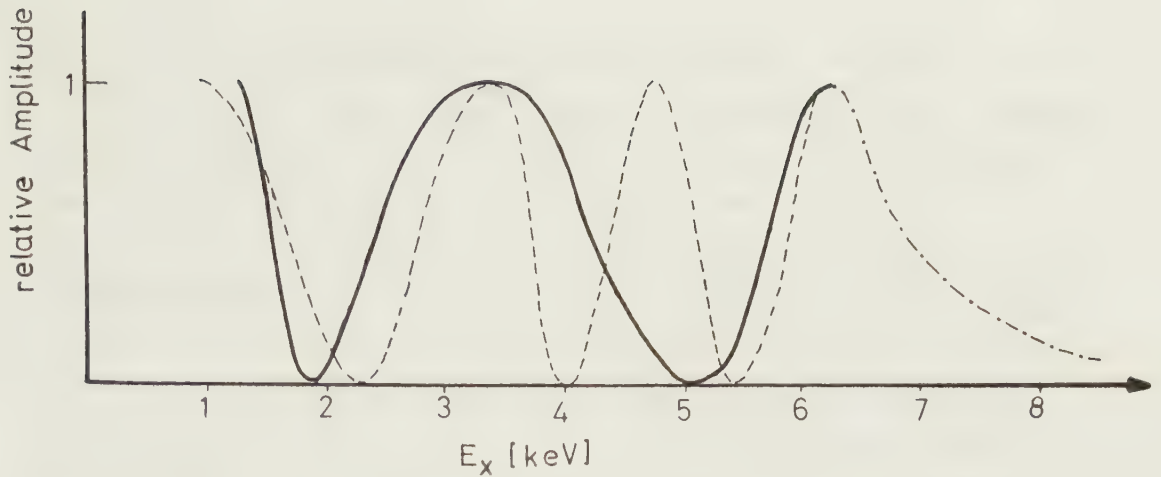


Abb. 7: Oszillationsstruktur in der quasimolekularen K-Strahlung, wie sie qualitativ beim System Si^{13+} auf Al für zwei verschiedene Formen des Korrelationsdiagramms erwartet wird.

Die oberhalb von 6 keV eingezeichnete strichpunktierte Linie (Abb. 7) ergibt sich nicht aufgrund der oben angeführten Abschätzung. Sie soll den exponentiellen Abfall des quasimolekularen Röntgenspektrums oberhalb des vereinigten Atoms andeuten, den man nach exakten Rechnungen erwartet (Abb. 3) und auch experimentell beobachtet (siehe Kap. 5).

Für das totale Spektrum

$$d\sigma_x(E_x)/dE_x = \int_0^\infty 2\pi b db \frac{dP}{dE_x}(b, E_x)$$

sind diese Strukturen nicht beobachtbar und mitteln sich heraus. Für diese hier dargelegten Betrachtungen wurde vorausgesetzt, daß nur der $(2p\pi - 1s\sigma)$ -Übergang zur Oszillationsstruktur beiträgt, läßt man jedoch auch andere Übergänge zu, so kann das dazu führen, daß die erwarteten Oszillationsstrukturen nicht mehr zu erkennen sind.

Für Si^{11+} als Projektil hingegen wird bei kleinen internuklearen Abständen durch direkte Anregung eines K-Elektrons in höhere unbesetzte Zustände oder ins Kontinuum das K-Loch erzeugt. Für die aus diesem Stoßsystem emittierte quasimolekulare Röntgenstrahlung spielt die Phasenbeziehung zwischen Locherzeugung und Zerfall eine entscheidende Rolle. Außerdem wird der Lochzerfall nur auf dem auslaufenden Teil der Trajektorie erfolgen. Daher erwartet man für dieses Stoßsystem keine Oszillationsstruktur, sondern wie in $(\text{Cl} - \text{Cl})^{16)}$ oder $(\text{Ni} - \text{Ni})^{17)}$ -Stoßsystemen beobachtet wird, für feste Stoßparameter b nur exponentiell abfallende Spektren.

Außerdem sollte für dieses Stoßsystem im Vergleich zu Si^{13+} auf Al die Stoßverbreiterung etwas größer sein, da die kürzere Lebensdauer dieser Lochzustände zu höheren Fourierkomponenten im Spektrum führt. Eine Abschätzung der Stoßverbreiterung nach Müller⁹⁾ für den 13^+ -Zustand ergibt Abfallsbreiten ($\Gamma \approx 1 \text{ keV}$), die die Oszillationsstruktur nicht völlig glätten sollten.

3. Experiment

3.1 Meßprinzip

Zur Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte für inelastische Streuprozesse des Projektils an den Targetelektronen werden im wesentlichen zwei Methoden angewandt, die Q-Wert-Methode (Bestimmung des inelastischen Energieverlustes), die z. B. von Fastrup et al.¹⁷⁾ beschrieben wird und die Koinzidenzmethode. Für die vorliegende Arbeit wurde die letztere gewählt.

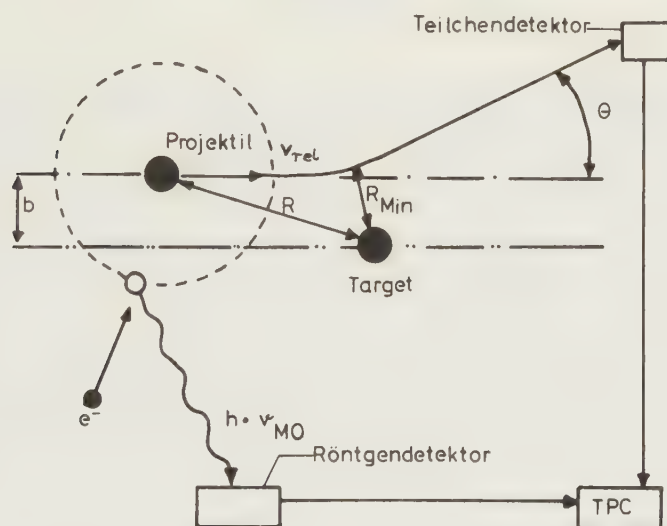


Abb. 8: Schematische Darstellung des Stoßsystems

Eine besondere Schwierigkeit für Koinzidenzexperimente bedeutet das Auftreten zufälliger Koinzidenzen. Um durch sie verursachte systematische Fehler von unbekannter Größe auszuschließen, ist das Verhältnis $\lambda = \Delta N_{\text{echt}} / \Delta N_{\text{zufällig}}$ von echten zu zufälligen Koinzidenzen möglichst groß zu wählen. Wie in Ref.¹⁸⁾ gezeigt wird, ist damit für $\lambda \gtrsim 1$ das Produkt aus Strahlstärke und Targetdicke ($I \cdot \Delta x$) begrenzt. Dies bedingt bei den für den Quotienten $dP(b, E_x) / dE_x$ erwarteten Werten von weniger als 10^{-4} für die hier untersuchte MO-Strahlung lange Meßzeiten.

Die Koinzidenz-Meßmethode soll anhand der schematischen Darstellung des Stoßsystems (Abb. 8) erläutert werden. Das emittierte K-MOR-Photon und seine Energie können mit einem Röntgendetektor nachgewiesen bzw. gemessen werden. Die Bahn des gestreuten hochenergetischen Teilchens kann in guter Näherung für die hier untersuchten Systeme durch eine Coulombtrajektorie beschrieben werden. Das gestreute Projektil wird mit einem Teilchendetektor registriert. Über den Ablenkwinkel θ (Abb. 8) läßt sich der Stoßparameter b berechnen.

$$b = \frac{Z_T \cdot Z_P \cdot e^2}{2 E_{CM} \cdot \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}}$$

Die Koinzidenzmethode beruht auf der Messung der Zeitdifferenz Δt zwischen dem Nachweis des Röntgenquants und dem Nachweis des Teilchens im Teilchendetektor. Dazu wird das Signal des Röntgendetektors als Startsignal eines TPC (Time to Pulse-Height-Converter) benützt. Das Stoppsignal erhält der TPC vom Teilchendetektor. Der TPC liefert ein Analogsignal entsprechend der Zeitdifferenz Δt . Echte Koinzidenzen werden für eine bestimmte Zeitdifferenz Δt_0 (siehe Abb. 9) erwartet. Auf die Form der Zeitspektren wird in Kap. 4 eingegangen. Zusätzlich zu den echten Koinzidenzen erhält man im Zeitspektrum zufällige Koinzidenzen. Man bestimmt also bei der Koinzidenzmethode gleichzeitig den Stoßparameter b und die Energie E_x im Röntgenkanal.



Abb. 9

Zeitspektrum

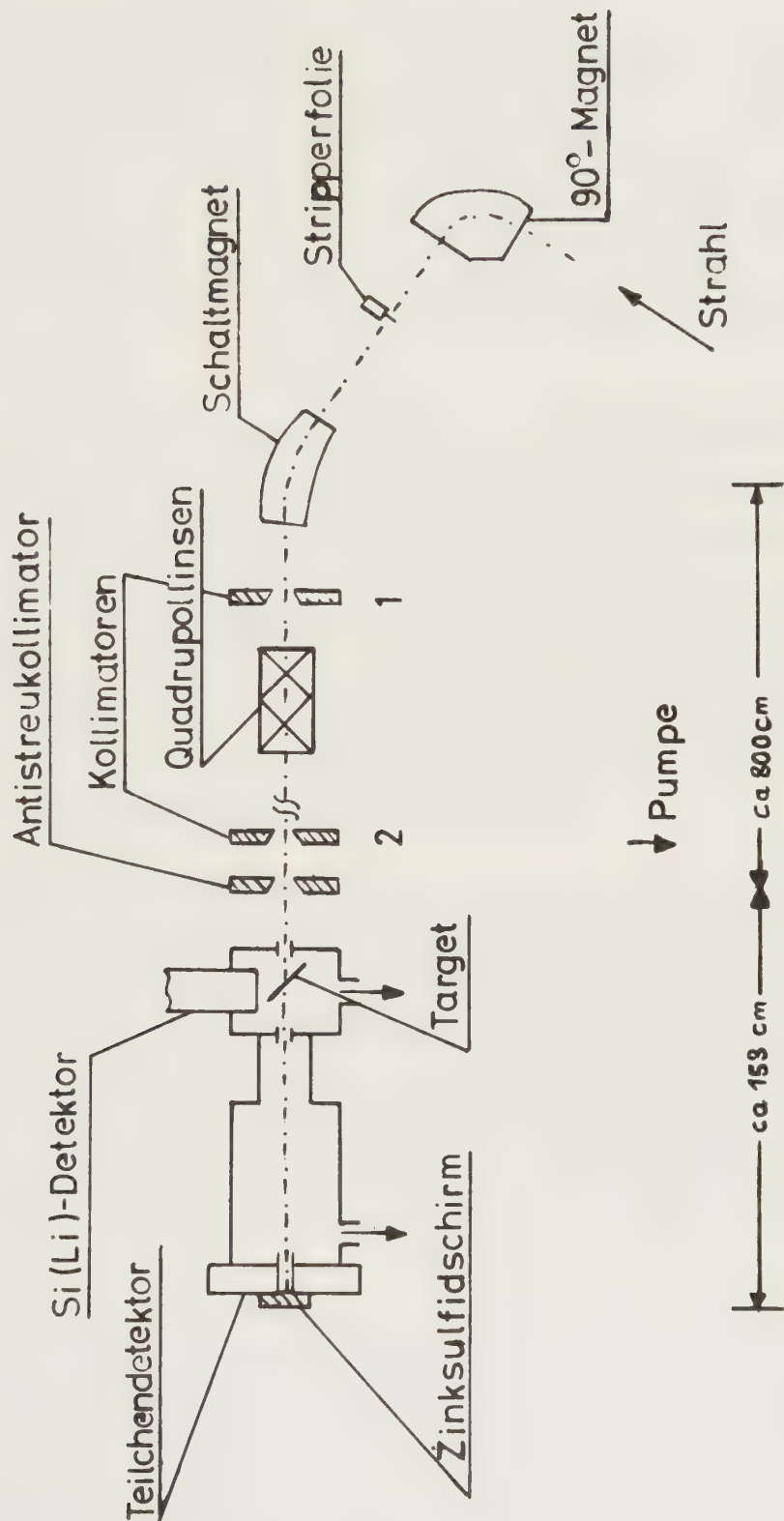
3.2.1 Strahlpräparierung

Das Experiment wurde am 6 MV-Tandembeschleuniger des Max-Planck-Instituts für Kernphysik in Heidelberg durchgeführt.

Die Hauptschwierigkeit bestand darin, ein wasserstoffähnliches Projektil mit genügender Intensität zu erhalten. Anfänglich standen als Ionenquellen für den Beschleuniger ein Duoplasmatron und eine Penningquelle zur Verfügung. Aus den damit erzeugbaren Ionensorten wurde S^{n+} ausgewählt, da die zu untersuchenden Phänomene bei den Stoßsystemen 32 MeV S^{15+} auf Ar bzw. S^{15+} auf (Na)Cl erwartet wurden.

Für den vom Beschleuniger erzeugten Strahl (Primärstrahl) wurde der Ladungszustand 5^{+} gewählt, da für diesen Strahlintensität und Transmission durch den Beschleuniger bei einer Energie von 32 MeV optimal sind. Um den gewünschten Strahl von 32 MeV S^{15+} zu erhalten, mußte der Primärstrahl durch einen Zusatzstripper, der sich zwischen 90° -Magnet und Schaltmagnet im Strahlführungssystem befand (Abb. 10), in höhere Ladungszustände bis zum gewünschten S^{15+} überführt werden. S^{16+} konnte nicht mehr nachgewiesen werden. Dabei nahm die Intensität von S^{5+} zum S^{15+} um 10 Größenordnungen ab. Bei einer Intensität des Primärstrahls von etwa 200 nA/ Teilchen konnten in der Targetkammer nur noch etwa 1 pA (unkollimierter Strahl) nachgewiesen werden. Nach der notwendigen Kollimierung (Strahldivergenz $< 0,01^{\circ}$) reduzierte sich diese Intensität um weitere 2 bis 3 Größenordnungen.

Eine ausführliche Diskussion der skizzierten Strahlpräparierung (Umladung der hochgestrippten Ionen durch Elektroneneinfang, geeignete Stripperfolien und Eichung des Schaltmagneten mit dem Ladungsseparator) findet sich in Ref.¹⁹⁾.



STRAHLFÜHRUNGSSYSTEM

Ein Koinzidenzexperiment zur Untersuchung der quasimolekularen Kontinuumsstrahlung am Stoßsystem S^{15+} auf Ar und (Na)Cl konnte wegen zu geringer Intensität von S^{15+} bzw. der dadurch erforderlichen langen Meßzeiten nicht untersucht werden. Die Stoßparameterabhängigkeit der K-Loch-transferwahrscheinlichkeiten ('vacancy-sharing') für das System S^{15+} auf Ar konnte noch gemessen werden²⁰⁾.

Wegen der geringen Intensität des mit dem Zusatzstripper präparierten Projektils mußte das Experiment mit einem Festkörpertarget durchgeführt werden. Als geeignetes Target kam nur ein sauberes Aluminiumtarget in Betracht. Um ein fast symmetrisches Stoßsystem zu erhalten, wurde Silizium als Projektil gewählt. Als Stoßpartner wurde ein $3,5 \mu\text{g}$ Aluminiumtarget (mit Kohlenstoff als Trägermaterial) benutzt, das bei einer Dicke von ungefähr $0,1 \text{ nm}$ Einzelstoßbedingungen gewährleisten sollte¹⁰⁾.

Ab November 1978 stand auch eine Sputterquelle (Ref.²¹⁾) am 6 MV-Tandembeschleuniger zur Verfügung. Eine solche Quelle zeichnet sich durch stabile Betriebsbedingungen und gute Ionenausbeute aus. Man kann mit ihr fast jede gewünschte Ionensorte erzeugen. Mit der Sputterquelle war es möglich, einen 28 MeV-Si^{5+} -Strahl zu erhalten. Mit Hilfe des Zusatzstrippers wurde ein Si^{13+} -Projektil erzeugt, das ebenso wie das des S^{15+} ein Loch in der K-Schale hat.

Bei einer Intensität des Primärstrahls von etwa 350 nA betrug die Intensität in der Streukammer nur noch etwa 10 pA Si^{13+} /Teilchen (unkollimierter Strahl). Eine erste Teststrahlzeit zeigte, daß mit dieser Intensität des Si^{13+} die quasimolekulare Kontinuumsröntgenstrahlung stoßparameterabhängig untersucht werden konnte.

Der mit dem Zusatzstripper erzeugte Si^{13+} -Strahl konnte mit dem Schaltmagneten von den übrigen Strahlkomponenten getrennt und in das zum Experimentierplatz führende Strahlrohr abgelenkt werden. Sowohl durch elastische Streuung an Gold und verschiedenen anderen Targets als auch durch Photonenspektren (REC des Si^{13+}) wurde sichergestellt, daß nur die Si^{13+} -Strahlkomponente auf das Target traf, d. h. keine andere Strahlkomponente vom Beschleuniger her nach Umladung im Zusatzstripper mit dem gleichen Verhältnis q/m zusammen mit der Si^{13+} -Strahlkomponente vom Schaltmagneten ausselektiert wurde.

Um mit dem Si^{13+} -Strahl messen zu können, mußte gewährleistet sein, daß Umladungen des Si^{13+} auf dem Weg vom Schaltmagneten zur Streukammer vernachlässigt werden konnten. Experimentelle Untersuchungen am S^{15+} -Strahl ergaben, daß bei einem Grundvakuum von etwa $1,5 \cdot 10^{-6}$ mb im gesamten Strahlführungssystem Umladeprozesse vernachlässigbar sind.

Neben der Erzeugung eines wasserstoffähnlichen Projektils lag eine weitere Schwierigkeit darin, den Strahl geringer Intensität gut kollimiert und mit möglichst geringer Divergenz gegenüber der 'idealen' Strahlachse (Abb. 10) auf das Target zu bringen. Deshalb wurden vor jedem Experiment die Kollimatoren, die Streukammer und der Teilchendetektor sorgfältig (ungefähr 0,1 mm Genauigkeit) optisch auf eine Achse justiert. Während der Messungen konnte die Strahlkollimierung mit einem Zinksulfidschirm, der sich am Ende des Strahlführungssystems in der Mitte des 2π -Teilchendetektors befand (Abb. 10), ständig kontrolliert werden.

Die Strahlgeometrie, d. h. die Strahlfleckgröße und die Strahldivergenz, wird im wesentlichen bestimmt durch die Kollimatoren 1 und 2. Die Strahlfleckgröße betrug während des Experimentes etwa $0,4 \text{ mm}^2$. Dieser Wert war ein Kompromiß

zwischen noch vertretbarer Abweichung vom punktförmigen Streuzentrum und der damit verbundenen Unsicherheit in der Stoßparameterzuordnung (siehe Fehlerdiskussion) und der minimalen Intensität, die notwendig war, um in einer angemessenen Experimentierzeit ausreichend echte Koinzidenzen aufzuzeichnen.

Ein weiteres Problem bei der Durchführung des Experimentes bestand im Auftreten von Schlitzstreuung, bedingt durch die Kollimierung. Zur Unterdrückung der Schlitzstreuung war zwischen Kollimator 2 und Streukammer ein Antistreukollimator angebracht. Bei den Experimenten Si^{13+} auf Al und Si^{11+} auf Al konnte die Schlitzstreuung damit vollkommen unterdrückt werden.

3.2.2 Nachweissystem

Zum Nachweis der quasimolekularen Röntgenstrahlung wurde ein Lithium-gedrifteter Siliziumdetektor der Firma Ortec mit einer Auflösung von etwa 200 eV eingesetzt. Von diesem Röntgendetektor sind die wichtigen Parameter - Nachweiswahrscheinlichkeit, reduzierter Raumwinkel, Dicke des Be-Fensters, Totschicht von Au und Si und die aktive Detektorfläche - im Rahmen einer Diplomarbeit²²⁾ sorgfältig untersucht worden.

Um die charakteristische Röntgenstrahlung des Siliziums und des Aluminiums sowie Pile-up-Effekte zu unterdrücken, wurden vor dem Fenster des Röntgendetektors ein Beryllium- und ein Aluminiumabsorber angebracht. Die Dicke des Berylliums betrug $1,2 \cdot 10^{-2}$ cm, die des Aluminiums $1,0 \cdot 10^{-3}$ cm.

Der Röntgendetektor war unter 90° relativ zur Strahlachse montiert. Um einen möglichst großen effektiven Raumwinkel $\Delta\Omega$ (Si(Li)) zu erhalten, befand sich das Eintrittsfenster so dicht wie möglich gegenüber dem etwa 45° gegen die Strahlachse geneigten Target (Abb. 10). Der extrem kurze Abstand zwischen Strahlfleck und Si(Li)-Fenster machte es notwendig, die Nachweiswahrscheinlichkeiten des Si(Li) für die hier sehr kurzen Abstände zu korrigieren, entsprechend Ref.²²⁾. Der effektive Raumwinkel $\Delta\Omega$ (Si(Li)) betrug bei dem vorliegenden Experiment 0,0476 sr.

Zum Nachweis der elastisch gestreuten Teilchen wurde ein Parallelplattenzähler²³⁾ (Abb. 11) mit 2π -azimutal-Geometrie verwendet, der sich im Abstand 1 m vom Target in Strahlrichtung entfernt befand. Unter diesem Abstand des Detektors vom Streuzentrum konnte simultan ein Stoßparameterbereich von 300 fm bis 1900 fm (K-Schalenradius des Si-Atoms = 3700 fm) untersucht werden.

Die Radien der Ringe des Gasdetektors waren so gewählt, daß das Verhältnis $\Delta b/b$ für alle Ringe konstant blieb. Mit einem konstanten Verhältnis $\Delta b/b$ und der 2π -azimutal-Geometrie erhält man für die Abhängigkeit der Streuraten pro Ring vom Ablenkwinkel Θ (Abb. 8) eine quadratische b -Abhängigkeit. Die Genauigkeit der Stoßparameterbestimmung betrug bei einjustiertem Detektor etwa 5 %.

Die wichtigen Parameter für das einwandfreie Arbeiten eines Gasdetektors sind Gasdruck im Innern des Detektors, Gasdurchfluß durch den Detektor und der limitierte Spannungsbereich zwischen Kollektor und Potentialgitter. Diese Parameter mußten vor jeder Messung optimiert und während des Experiments laufend kontrolliert werden (siehe auch Übersprechen im Kapitel Elektronik). Bei Verwendung von Isobutan als Targetgas betrug der Gasdruck

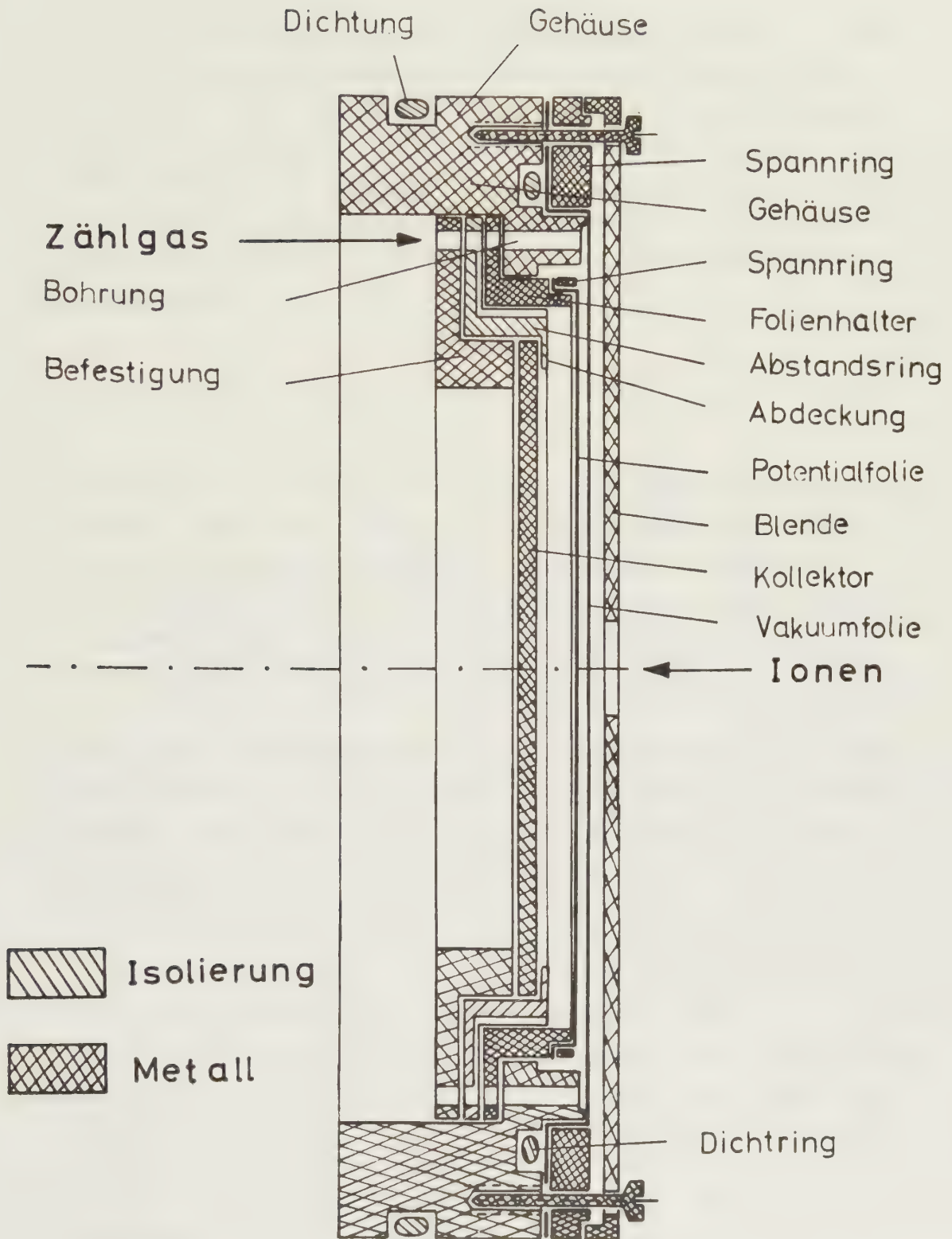


Abb. 11: PARALLELPLATTENZÄHLER

im Detektor etwa 2 mb, der Gasdurchfluß ungefähr 6 l/min und die Spannung zwischen Kollektor und Potentialgitter (Abstand 1 mm) zwischen 400 und 430 V. Mit dem Detektor konnten unter diesen Bedingungen Zählraten bis über 1 MHz verarbeitet werden. Dabei konnten kürzere Signalanstiegszeiten als 2 ns erreicht werden, die eine optimale Zeitauflösung in der Teilchen-Photon-Koinzidenz garantierten.

3.2.3 Elektroniksystem

Abb. 12 zeigt die zur Durchführung des Experiments notwendige Elektronik. Es soll an dieser Stelle nur auf die spezielle Detektorelektronik eingegangen werden, da Si(Li)-Vorverstärker (PA), Hauptverstärker (MA), Timing-Filter-Amplifier (TFA), Constant-Fraction (CF) und TPC schon zum Standard gehörende Nim-Elektronikeinschübe sind.

Die wesentlichen Einheiten der selbstentwickelten Detektorelektronik sind: 16-facher Vorverstärker (PA), Diskriminatorstufe (SCA) und eine extrem schnelle (< 10 ns) Oderstufe. In der Diskriminatorstufe werden die von der Vorverstärkerstufe kommenden Analogsignale des Teilchendetektors in 100 ns lange logische Nim-Signale von 1 V Amplitude umgewandelt. Die Schwellenspannung zum Auslösen eines logischen Signals konnte in einem Bereich von $-0,3$ mV bis -10 mV eingestellt werden. Die Diskriminatorschwellen mußten vor dem Experiment für jeden einzelnen Ring sorgfältig eingestellt und während des Experiments überprüft werden, da außer dem elektronischen Rauschen des Detektors und des Vorverstärkers auch das unvermeidbare elektronische Übersprechen der Detektorsignale von Ring zu Ring unterdrückt werden mußte. Das Übersprechen der Detektorsignale hängt sehr empfindlich vom Gasdruck im Detektor ab.

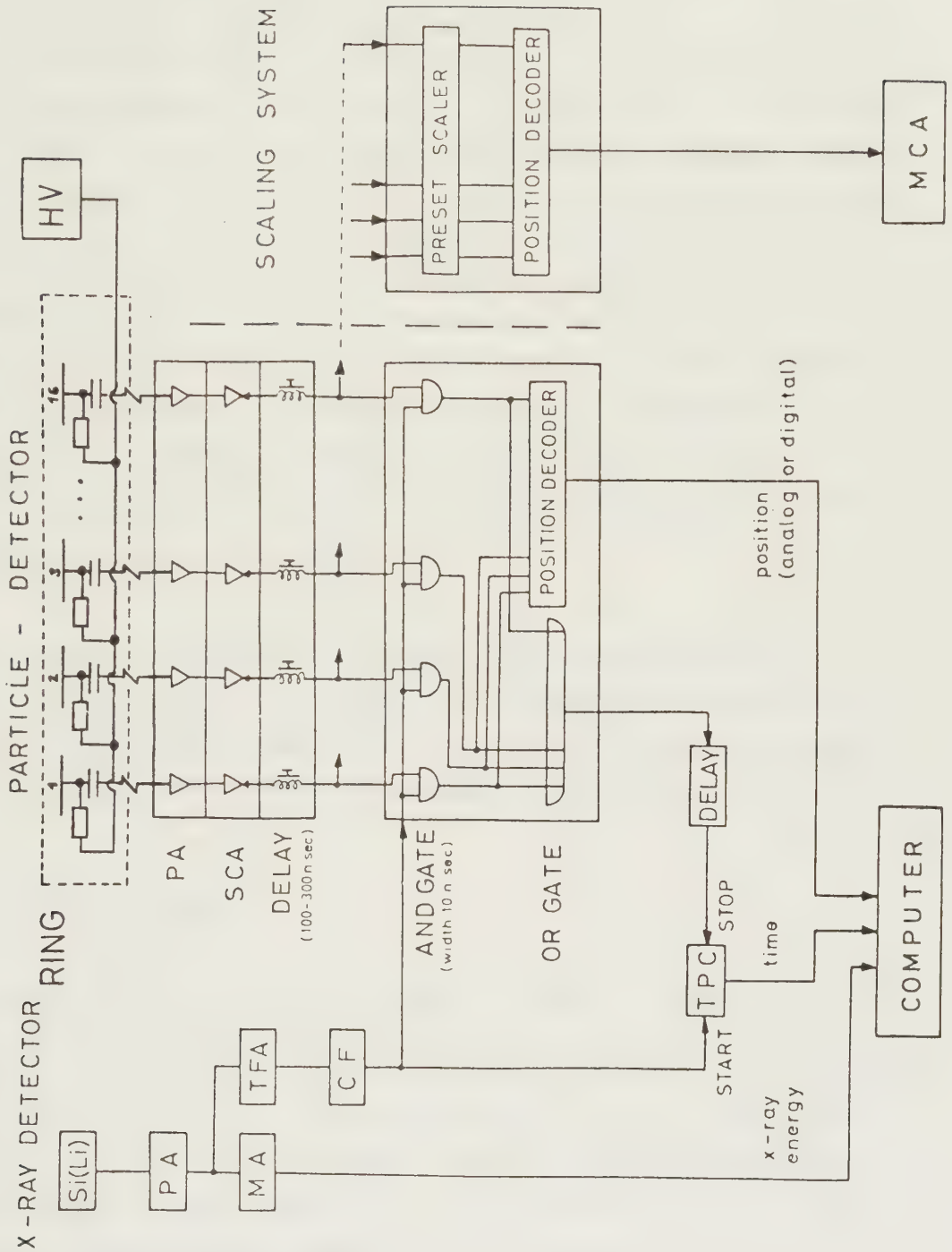


Abb. 12: Blockschaltbild der Koinzidenz- und Detektorelektronik sowie der Datenaufnahme

In der Oderstufe können die eintreffenden Detektorsignale durch ein schnelles 'Gate' mit den Photonendetektorsignalen getriggert werden, so daß diese 'Logik' nur Teilchensignale durchläßt, wenn zuvor innerhalb einer Sekunde ein Photon nachgewiesen wurde. Das Teilchensignal, das in einem der 16 Ringe nach Öffnen des 'Gates' zuerst ankommt, wird von der Logik weiterverarbeitet und das um 8 ns verzögerte Signal (verglichen mit dem Eingang der Logik) am Zeitausgang als Teilchenzeitsignal abgegeben. Außerdem wird die Ortsinformation dekodiert und kann als entsprechendes Signal (0 bis 8 V) an der Logik abgenommen werden. Kommen innerhalb 8 ns zwei Teilchensignale an, so haben die Ringe unter größerem Streuwinkel Priorität. Durch die Oderstufe konnte somit die Teilchenzählrate mit dem Gate herabgesetzt werden und die 16 Orte in einem Zeit- und Ortssignal vereinigt werden.

Im vorliegenden Experiment wurden zwei Logik-Einheiten (Abb. 12) benötigt, eine Einheit als Bestandteil der Koinzidenzelektronik (mit Gate) und eine Einheit zur Bestimmung aller eingelaufenen Teilchensignale (Normierung) ΔN (b).

3.2.4 Datenaufnahme

Die Signale des Koinzidenzzweiges, Energiesignal E_x , Zeitsignal Δt und Ortssignal x wurden über ein Camac-Interface einem On-line-computer (PDP 11/34) zugeführt. Ein spezielles Programm zur Aufnahme vielparametriger Spektren (Juhu)²⁴⁾ erlaubte es, im 'life-display' totales Koinzidenzspektrum, Zeitspektrum, Ortsspektrum und Koinzidenzspektren für ausgewählte Stoßparameter während der Messung gleichzeitig zu verfolgen. Zur Normierung wurde mit einem Vielkanalanalysator (MCA, hier Nuclear-Data), der wegen der hohen Raten erforderlich war, die Anzahl der totalen gestreuten Teilchen je Ring sowie ein Singles-Energiespektrum während des Experiments mitgemessen und aufgezeichnet.

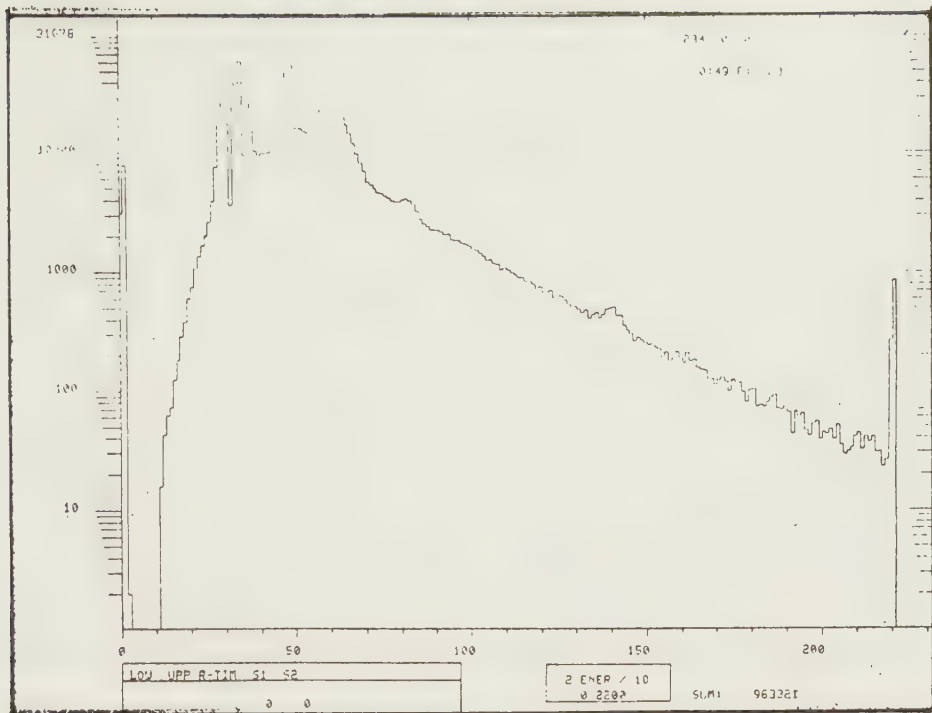


Abb. 13a: Totales koinzidentes Photonenspektrum (PDP 11/34) der Messung Si^{13+} auf Al

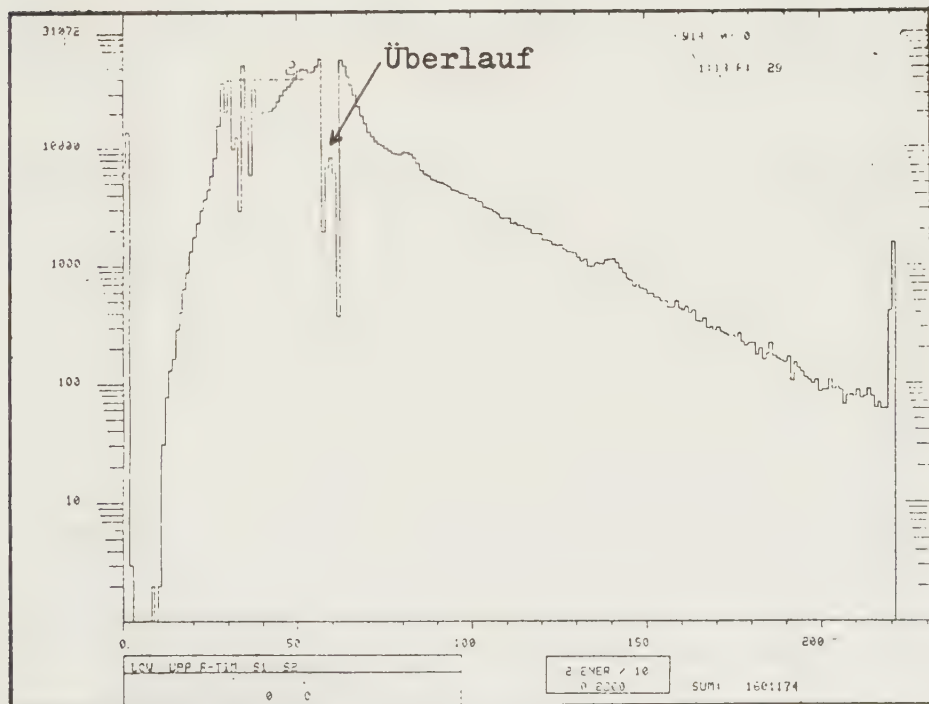


Abb. 13b: Totales koinzidentes Photonenspektrum (PDP 11/34) der Messung Si^{11+} auf Al

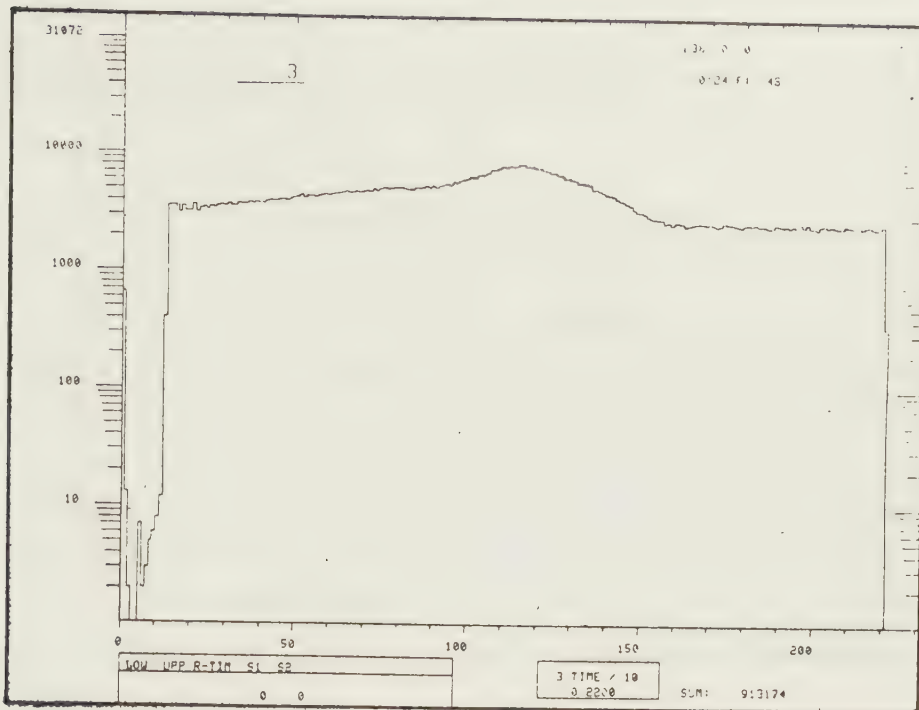


Abb. 14a: Totales Zeitspektrum (PDP 11/34)
der Messung Si^{13+} auf Al

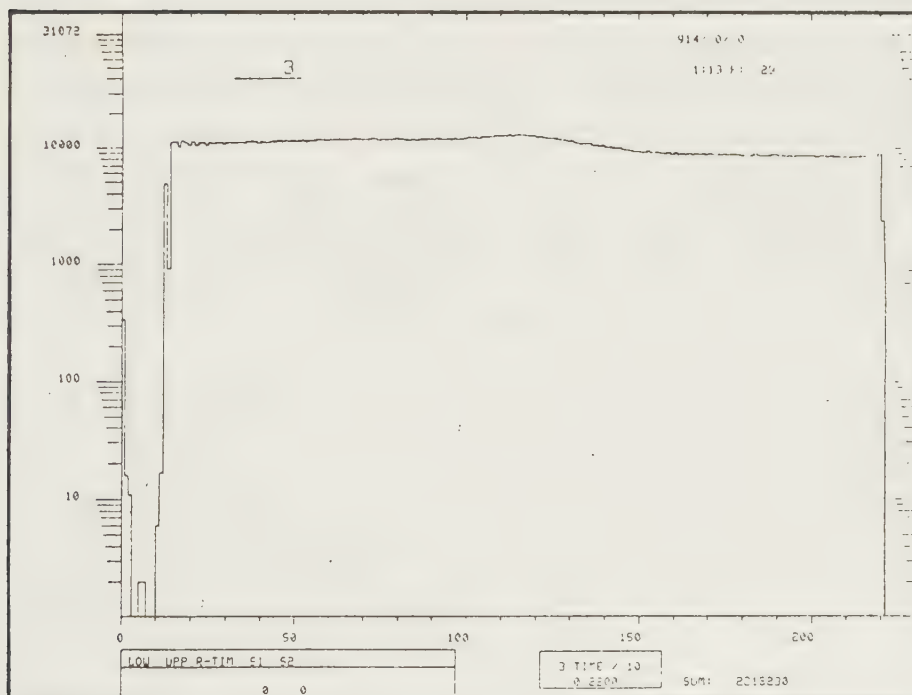


Abb. 14b: Totales Zeitspektrum (PDP 11/34)
der Messung Si^{11+} auf Al

4. Datenauswertung und Meßergebnisse

4.1 Bestimmung der echten Koinzidenzen

Abb. 13 und 14 zeigen die totalen Energie- und Zeitspektren, die über alle 16 Orte integriert sind, und die Energie- bzw. die Zeitkoordinaten für die Si^{13+} - und die Si^{11+} -Messung. Jedes Koinzidenzspektrum für einen bestimmten Ort enthält sowohl echte als auch zufällige Koinzidenzen. Um die echten Koinzidenzen zu erhalten, muß der Untergrund, d. h. die zufälligen Koinzidenzen, mit möglichst minimalem Fehler von jedem totalen Einzelspektrum abgezogen werden.

Bei den Zeitspektren in Abb. 14 ist der Untergrund annähernd konstant. Bei hohen Zählraten pro Sekunde, d. h. großen Stoppraten des TPC, erhält man jedoch einen Verlauf, wie er in Abb. 9 (Kapitel 3) angedeutet wurde. Der exponentielle Abfall des Untergrunds mit zunehmender Zeitdifferenz Δt bedingt eine reduzierte Nachweiswahrscheinlichkeit für echte Koinzidenzen bei der Zeit t . Da die Zeitspektren in dem hier durchgeführten Experiment jedoch annähernd konstanten Zufallsuntergrund haben, konnte die Rate der echten Koinzidenzen mit höherer Genauigkeit ($< 1\%$) erfaßt werden, als es bei einem exponentiellen Abfall des Untergrunds möglich gewesen wäre. Eine ausführliche Diskussion dieser Zusammenhänge wird in Ref.²⁵⁾ gegeben.

Die Koinzidenzspektren für jeden einzelnen Ort, deren Untergrund noch nicht korrigiert war, wurden mit einem Computerprogramm auf der DEC 10 des Max-Planck-Instituts für Kernphysik analysiert. Das Verfahren zur Bestimmung der echten Koinzidenzen verlief in folgenden Schritten:

Um einen Untergrundabzug vornehmen zu können, muß die Form des Untergrundspektrums bekannt sein. Da für alle Einzelspektren der 16 Orte eines Experiments die Form der Untergrundspektren gleich ist, wurde wegen der besseren Statistik die Form dieses Spektrums aus dem Zufallskoinzidenzbereich aller Spektren berechnet. Dabei wird mit dem Computer vor und hinter dem Bereich der echten Koinzidenzen ein Zeitfenster gesetzt, um diese auszuklammern. Mit der so erhaltenen Form des Untergrundspektrums konnten für einzelne Energiebereiche E_x die Zeitspektren ermittelt werden, bei denen das Verhältnis der echten zu den zufälligen Koinzidenzen jetzt bekannt ist. Ein Beispiel für ein solches Zeitspektrum zeigt Abb. 15.

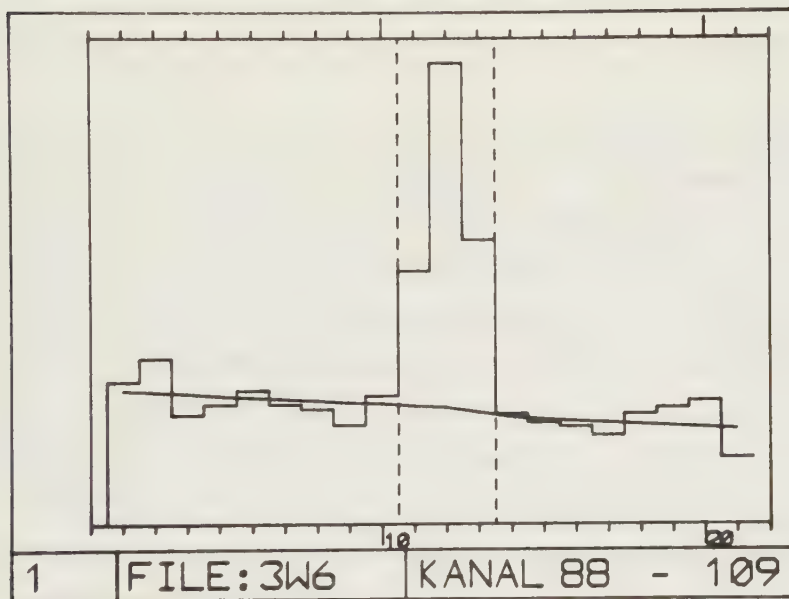


Abb. 15: Beispiel eines mit Computerprogramm ermittelten Zeitspektrums für einen ausgewählten Energiebereich

Aus den totalen Koinzidenzspektren wurden mit dem gleichen Computerprogramm für alle 16 Orte die Spektren der echten Koinzidenzen gewonnen. Abb. 16) zeigt ein solches Spektrum.

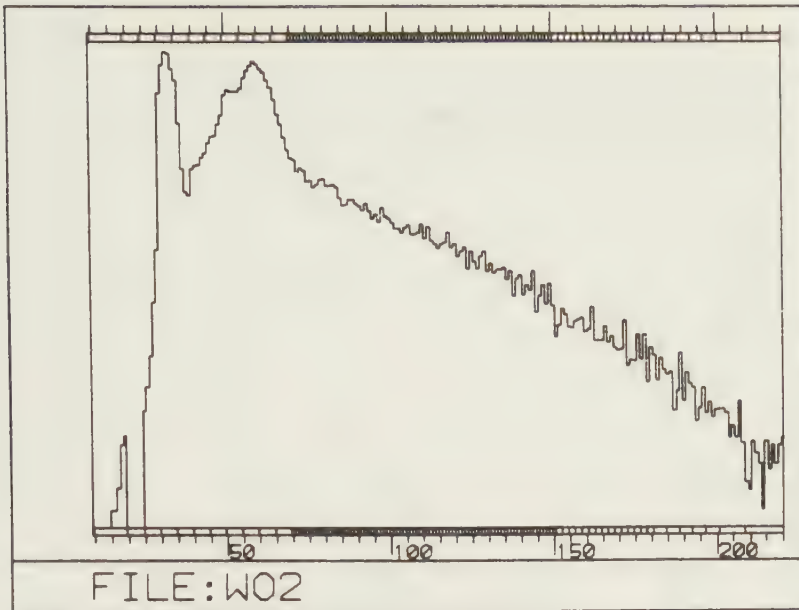


Abb. 16: Beispiel eines mit Computerprogramm ermittelten Koinzidenzspektrums (nicht absorberkorrigiert), Si^{13+} auf Al, $b = 1600 \text{ fm}$

In Abb. 17) ist das totale Singles-Spektrum (Energiespektrum ohne Koinzidenzbedingungen) für die Messung Si^{13+} auf Al (nicht absorberkorrigiert) wiedergegeben. Wie auch in allen nachfolgend gezeigten Spektren ist die Al-K-Linie im nicht korrigierten Spektrum noch zu sehen, dagegen ist die Si-K-Linie vollkommen durch die Absorber unterdrückt. Oberhalb der Si-K-Linie liegt der REC, an den sich das exponentiell abfallende MO-Kontinuum anschließt. Noch deutlich zu erkennen ist die $\text{Si-K}_{\alpha\alpha}$ -Linie, dagegen wird die $\text{Al-K}_{\alpha\alpha}$ -Linie vom REC (strahlender Elektroneneinfang) überdeckt.

Die Abb. 19 a, b, 20 a, b und 21 a, b zeigen jeweils für die Messungen Si^{13+} auf Al und Si^{11+} auf Al bei den ausgewählten Stoßparametern 340 fm, 590 fm und 1600 fm die Photonenspektren der echten Koinzidenzen, die im Kap. 5 diskutiert werden. Außer den schon erläuterten Linien sind in den Koinzidenzspektren mit einigen Ausnahmen (siehe Diskussion) zwei weitere Linien zu erkennen: die schwache Ti-K-Linie oberhalb der $\text{Si-K}_{\alpha\alpha}$ -Linie und kurz vor der Energie des vereinigten Systems (U. A.) die Fe-K-Linie.

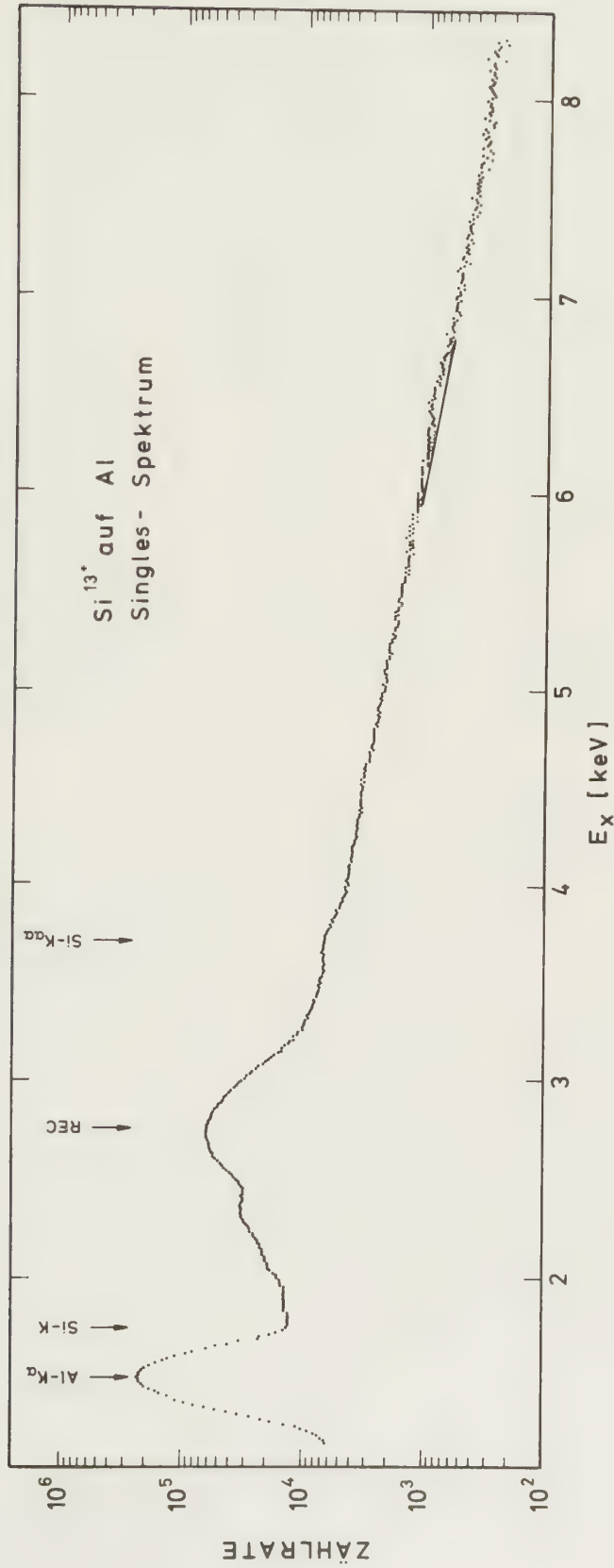


Abb. 17: Photonenspektrum ohne Koinzidenzbedingungen (Singles-Spektrum) des Experimentes Si^{13+} auf Al, die durchgezogene Linie entspricht dem exponentiellen Abfall, berechnet nach Betz (siehe Kap. 5).

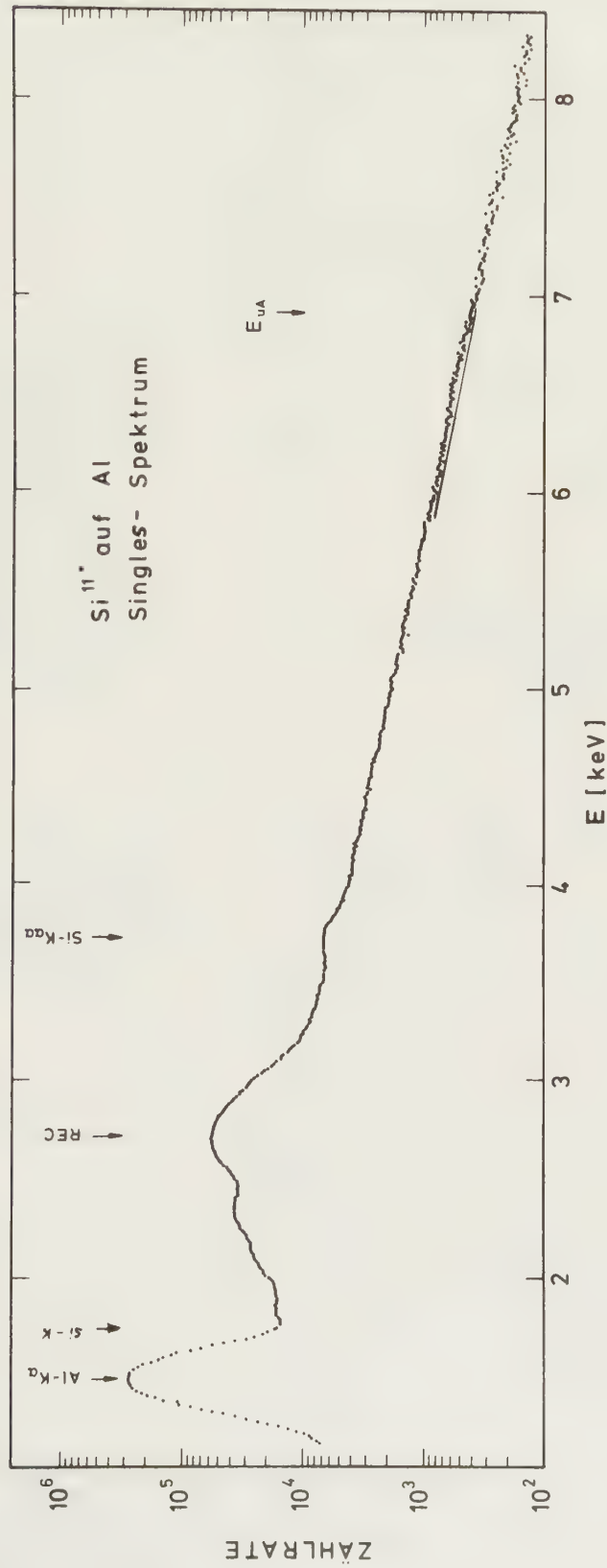


Abb. 18: Photonenspektrum ohne Koinzidenzbedingungen (Singles-Spektrum) des Experimentes Si¹¹⁺ auf Al, die durchgezogene Linie entspricht dem exponentiellen Abfall, berechnet nach Betz (siehe Kap. 5).

Abb. 19a: Koinziden-
tes Photonenspektrum
(nicht absorberkorri-
giert), die unter-
brochene Linie ent-
spricht dem exponen-
tiellen Abfall, be-
rechnet nach Müller⁹⁾.

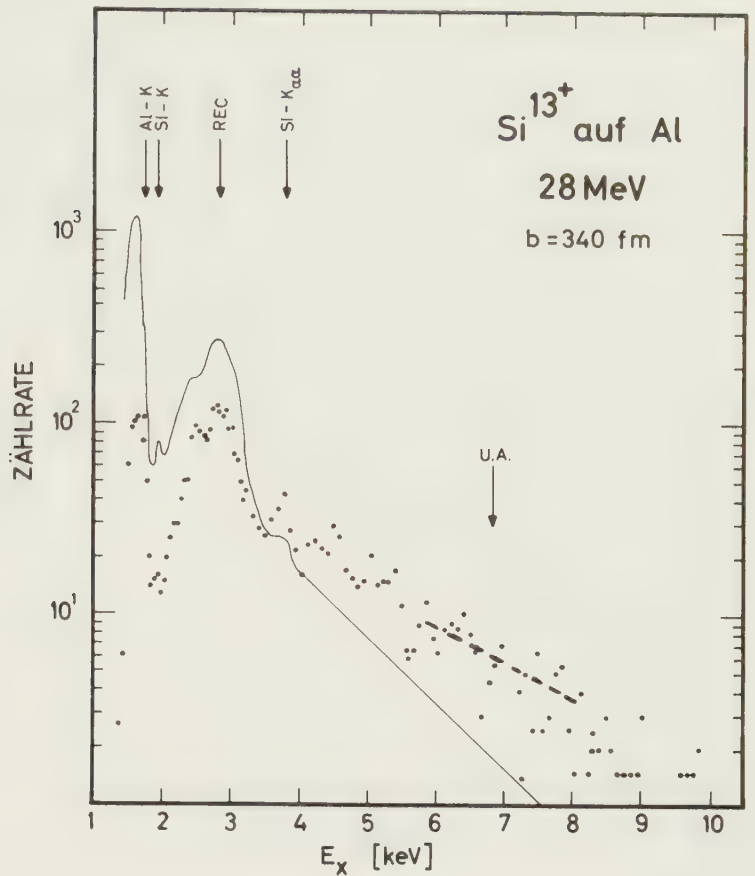
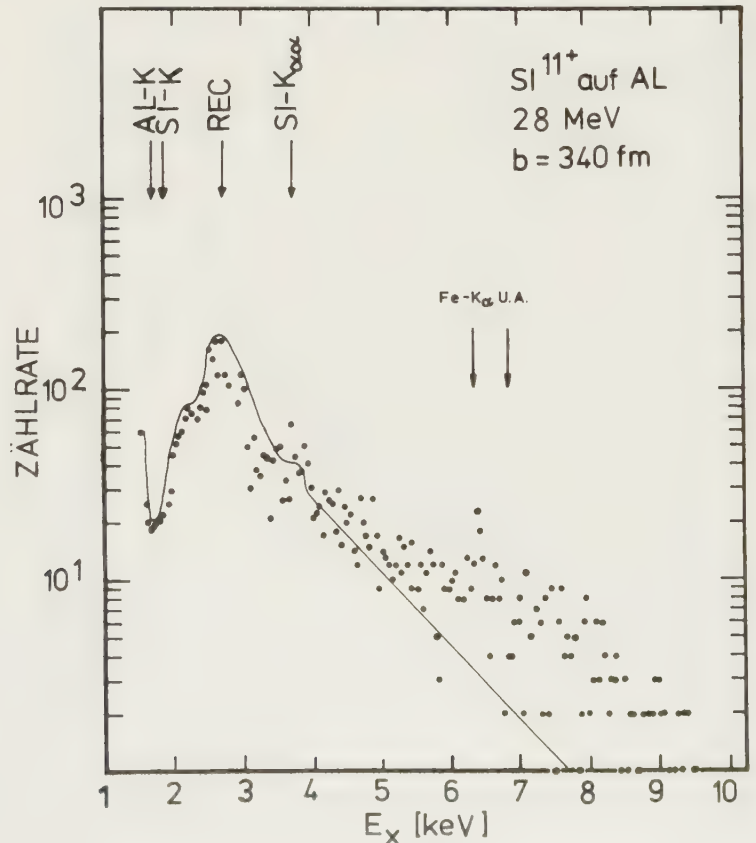


Abb. 19b: Koinzidentes
Photonenspektrum (nicht
absorberkorrigiert)



Die durchgezogenen
Linien geben jeweils
den Verlauf des Singles-
Spektrums wieder.

Abb. 20a: Koinzidenten-
tes Photonenspektrum
(nicht absorberkorri-
giert), die unter-
brochene Linie ent-
spricht dem exponen-
tiellen Abfall, be-
rechnet nach Müller⁹⁾.

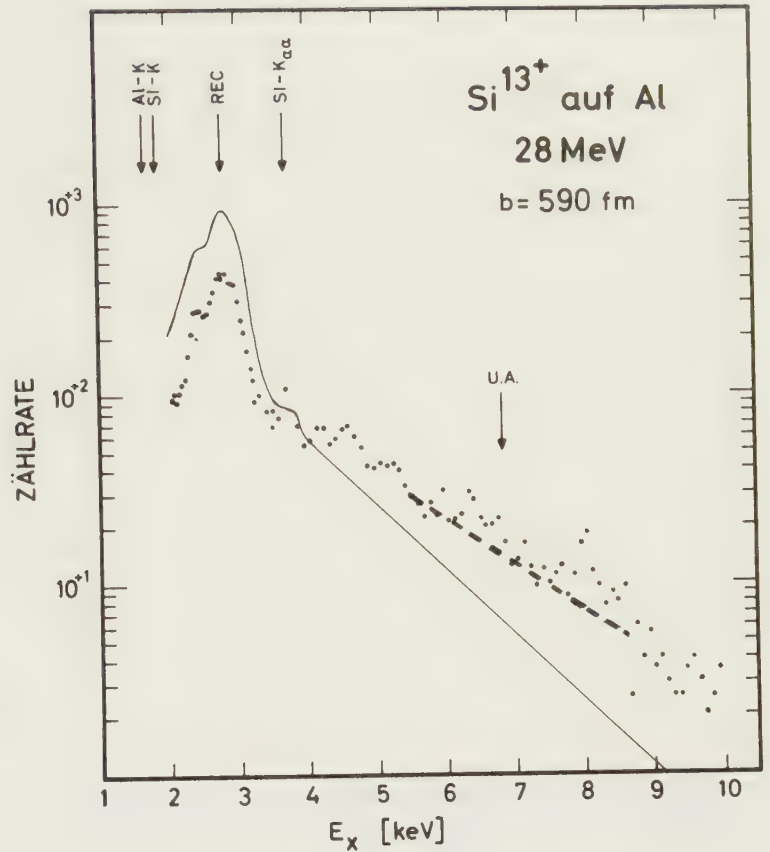
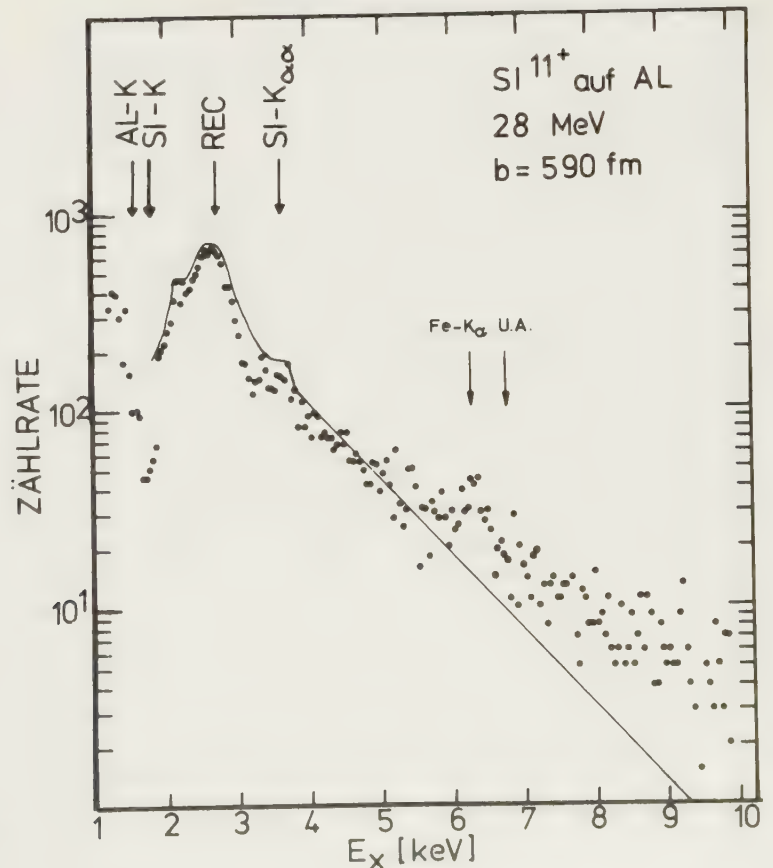


Abb. 20b: Koinzidentes
Photonenspektrum (nicht
absorberkorrigiert)



Die durchgezogenen
Linien geben jeweils
den Verlauf des Singles-
Spektrums wieder.

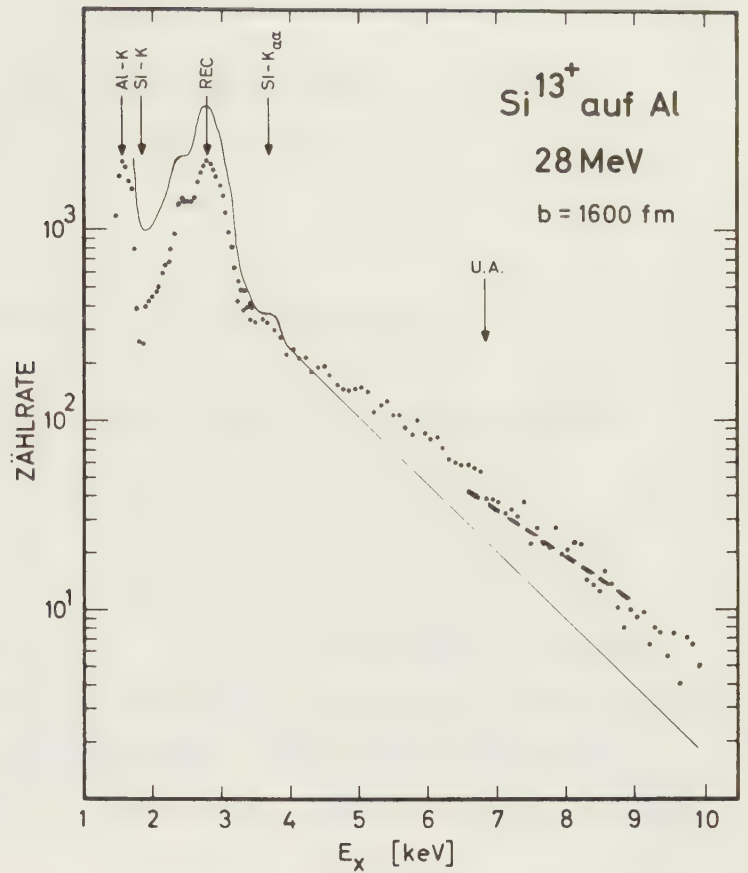


Abb. 21a: Koinzidenten Photonenspektrum (nicht absorberkorrigiert), die unterbrochene Linie entspricht dem exponentiellen Abfall, berechnet nach Müller⁹⁾.

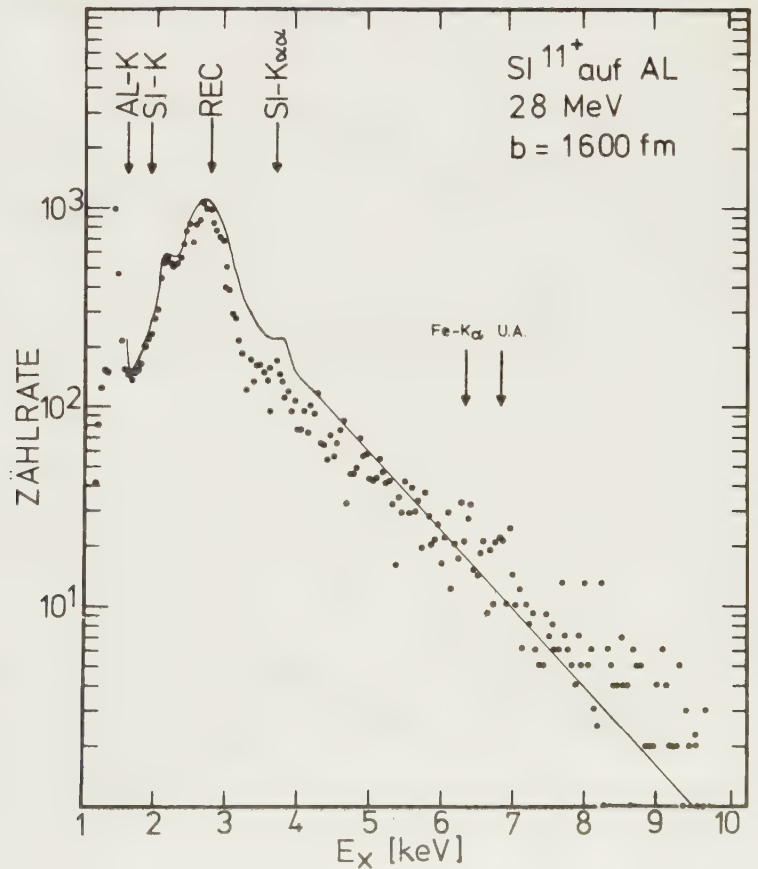


Abb. 21b: Koinzidenten Photonenspektrum (nicht absorberkorrigiert)

Die durchgezogenen Linien geben jeweils den Verlauf des Singlespektrums wieder.

Beide Linien sind auf Targetverunreinigungen zurückzuführen. Die durchgezogenen Linien geben den Verlauf des Singles-Spektrums wieder.

4.2 Bestimmung der Emissionswahrscheinlichkeit

Die Koinzidenzspektren, die nach dem oben beschriebenen Verfahren gewonnen wurden, mußten zur Bestimmung der absoluten differentiellen Emissionswahrscheinlichkeit absorberkorrigiert werden. Zur Absorberkorrektur wurden die Absorptionskoeffizienten nach Ref.²⁶⁾ verwendet. Der Kontinuumsbereich wurde Kanal für Kanal absorberkorrigiert, wohingegen für die charakteristischen Linien die Absorptionskorrektur der Linienmitte genommen wurde. Die differentiellen Wahrscheinlichkeiten $dP(b, E_x)$ wurden nach folgender Beziehung berechnet:

$$\frac{dP(b, E_x)}{dE_x} = \frac{\Delta N(b, E_x)}{\Delta E_x \cdot N_T(b) \cdot \Delta \Omega_{\text{Geo}} \cdot \mu(E_x)}$$

$\Delta \Omega$ ist der in Kapitel 3 angegebene Raumwinkel, N_T die Gesamtzahl der unter dem Winkel Θ gestreuten Teilchen und $\mu(E_x)$ ist der Absorptionskoeffizient.

Zwischen dem Streuwinkel im Schwerpunktsystem Θ_{CM} und dem Stoßparameter b besteht folgender Zusammenhang:

$$\Theta_{\text{CM}} = \pi - \int_{R_0}^{\infty} \frac{2b}{R \sqrt{\frac{R(1 - U(R))}{E(R^2 - b^2)}}} \cdot dR$$

E ist die relative Energie des Spektrums, $U(R)$ ist das Wechselwirkungspotential. Das Integral dieser Gleichung wurde von Gaukler numerisch gelöst²⁷⁾.

$$U(R) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R \exp(-R/a)}$$

$$a = \frac{a_0}{\sqrt{Z_P^{2/3} + Z_T^{2/3}}}$$

$$a_0 = \text{Bohrscher Radius}$$

4.3 Fehlerdiskussion

4.3.1 Spektrale Form

Zuerst soll die spektrale Form untersucht werden. Diese wird durch folgende Fehler beeinflusst:

Statistische Fehler

$$\delta(\Delta N_{\text{echt}}(b, E_x)) \approx \sqrt{\Delta N_{\text{Zeit}}(b, E_x) + \sqrt{\left(\frac{\delta f}{f}\right)^2 + \left(\frac{\delta \Delta N_s}{\Delta N_s}\right)^2} \Delta N_{\text{zuf.}}}$$

$f(b) \cdot \Delta N_{\text{single}}(E_x) = \Delta N_{\text{zuf.}}(b, E_x)$ ist der Untergrundbeitrag, der im Zeitpeakbereich abzuziehen ist, $\Delta N_{\text{single}}(E_x)$ ist das mit einer sehr guten Statistik gemessene Singles-Spektrum. Der Faktor $f(b)$ gibt den totalen Beitrag (integriert über alle E_x) der Zufallskoinzidenzen im Zeitfenster des entsprechenden Ortes an. Er ist auf die integrale Rate des Singles-Spektrums normiert. Wegen der hohen Zählraten im $\Delta N_{\text{single}}(E_x)$ und in den Zeitspektren (integriert über alle E_x) für die einzelnen Orte betragen die Fehler $\delta f/f$ und $\delta \Delta N_{\text{single}}/\Delta N_{\text{single}}$ zusammen je nach Ort nur zwischen ca. 1 % und 5 %, so daß sich der signifikante statistische Fehler reduziert auf:

$$\delta(\Delta N_{\text{echt}}(b, E_x)) \approx \sqrt{\Delta N_{\text{Zeit}}(b, E_x)}$$

Absorptionskorrektur

Die Absorption des verwendeten Absorbers wurde für die Photonenenergie der $\text{Ti-K}_\alpha/\text{K}_\beta$ - und $\text{Mn-K}_\alpha/\text{K}_\beta$ -Übergänge mit etwa 1 % Genauigkeit bestimmt. Unter Verwendung der in Ref.²⁶⁾ publizierten Absorptionskoeffizienten (zur Korrektur wird nur die relative E_x -Abhängigkeit benötigt) konnten die Absorptionswerte bei den anderen Photonenenergien ermittelt werden. Für den relativen Verlauf der Spektren ergibt sich somit ein durch die Absorptionskorrektur bedingter Fehler, der für alle Röntgenenergien oberhalb 3 keV kleiner als 3 % ist.

Targetverunreinigungen

Im verwendeten Al-Target konnten winzige Beimengungen von Ca, K, Ti und Fe ($\approx 10^{-3} \mu\text{g}/\text{cm}^2$) nicht ausgeschlossen werden. Durch protoneninduzierte K-Schalenanregung konnte die obere Grenze dieser Beimengungen gemessen werden.

In Abb. 22 ist das protoneninduzierte Röntgenspektrum des verwendeten Targets zu sehen (2 MeV-Protonen, mit Al-Be-Absorber vor dem $\text{Si}(\text{Li})$ -Detektor). Mit den in Ref.²⁸⁾ berechneten K-Schalenanregungsquerschnitten wurden die relativen Targetbeimengungen bestimmt. Dadurch daß die Beimengungen in der K-Schale angeregt wurden und daraufhin $\text{K}_{\alpha/\beta}$ -Strahlung emittiert, wird die Struktur des MO-Spektrums leicht verändert. Dieser Einfluß auf das MO-Spektrum ist stoßparameterabhängig. Der quantitative Einfluß auf die Form der Spektren wird in Kap. 5 diskutiert.

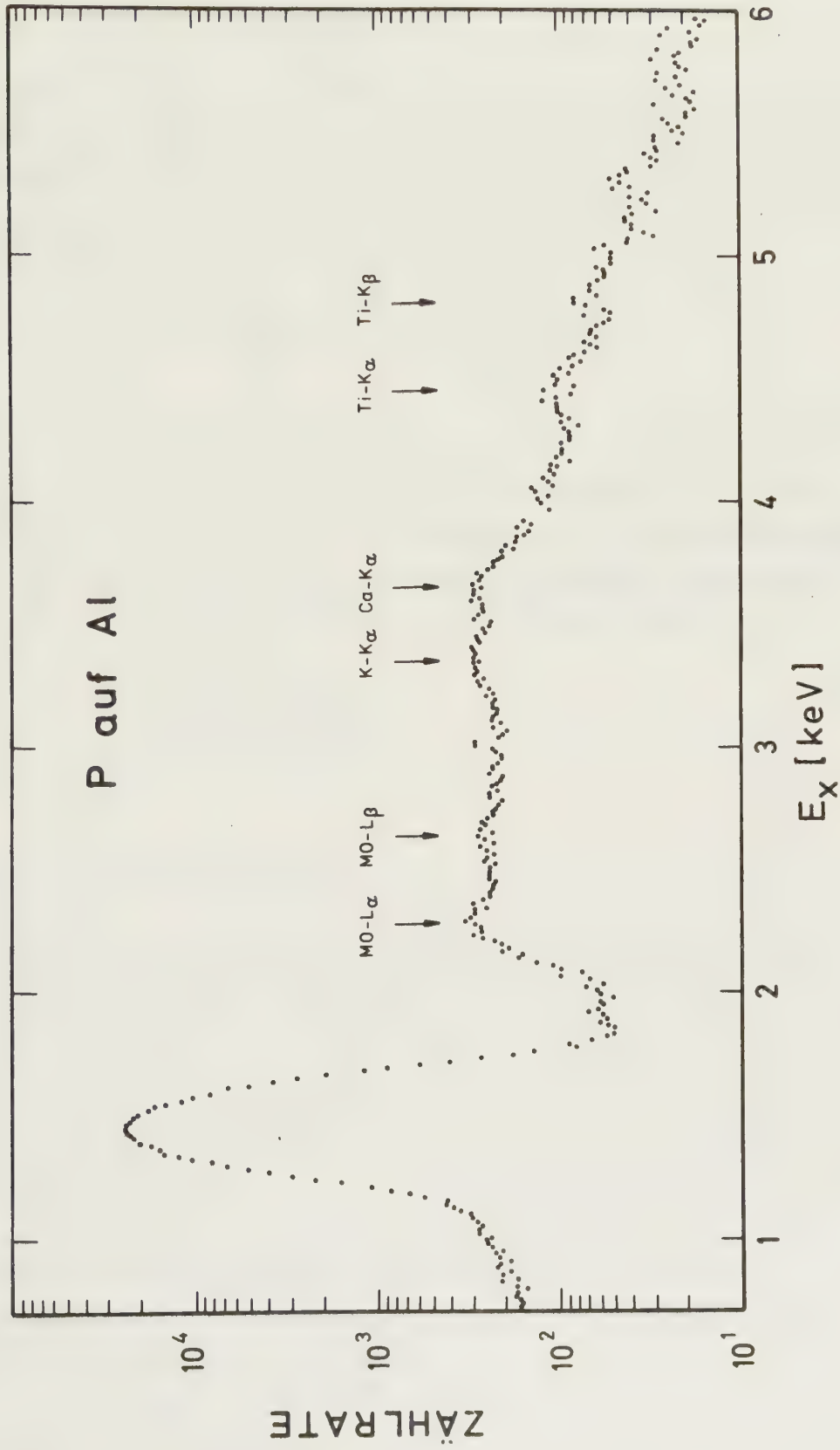


Abb. 22: Spektrum der Targetverunreinigungen ohne Fe-K-Linie (siehe Kap. 5)

4.3.2 Stoßparameterabhängigkeit

Da alle 16 Orte, d. h. Stoßparameterbereiche, gleichzeitig gemessen wurden, ließ sich die relative Stoßparameterabhängigkeit der dP/dE_x -Werte über die Verhältnisse der echten zu den zufälligen Koinzidenzen bestimmen. Die relative Stoßparameterabhängigkeit beträgt konstant:

$$P(b) \sim \frac{\Delta N_{\text{echt}}(b)}{\Delta N_T} \sim \frac{\Delta N_{\text{echt}}(b)}{\Delta N_{\text{zuf.}}}$$

Damit hängt der relative Fehler von der Statistik der $\Delta N_{\text{echt}}(b)$ und von den Zufallskoinzidenzen über einen konstanten Zeitbereich ab. Da über eine TPC-Öffnungszeit von einer μs $\Delta N_{\text{zuf.}}$ mit sehr guter Statistik gemessen werden konnte, ergibt sich als relativer Fehler:

$$\frac{dP}{P} \approx \sqrt{\frac{1}{\Delta N_{\text{echt}}(b)}}$$

4.3.3 Absoluter Fehler

Der Fehler in der Bestimmung von $\Delta b/b$ zusammen mit dem Fehler, der durch die Strahlfleckgröße bedingt ist, beträgt etwa 7 %. Der Fehler $\delta\Delta\Omega_x$ bei der Bestimmung des Raumwinkels wurde mit etwa 15 % abgeschätzt. Schwellenfehler in der Detektorelektronik und Untersetzertzeiten im Normierungszweig ergeben einen Fehler von etwa 20 %.

Durch diese Einzelfehler ergibt sich ein gesamter Fehler bei der Bestimmung der Zufallswahrscheinlichkeiten dP/dE_x von etwa 30 %.

5. Diskussion

Abb. 17 zeigt ein Photonen-Spektrum für die Messung Si^{13+} auf Al. Dieses Spektrum wurde ohne Koinzidenzbedingungen aufgenommen und stellt daher ein 'Singles'-Spektrum dar. Außer der deutlichen Al- K_{α} -Linie (die Si- K_{α} -Linie ist durch die Absorber vollkommen unterdrückt) erscheint im Spektrum eine weitere dominante Linie.

Diese Linie entsteht durch strahlenden Elektroneneinfang (radiative electron capture, REC), bei dem während des Schwerionenstoßes ein Elektron des Targetatoms unter Emission eines Photons durch die K-Schale des Projektils eingefangen wird. Dieser Prozeß wurde sorgfältig untersucht u. a. von Schnopper et al.²⁹⁾, Schulé et al.³⁰⁾. Er ist besonders geeignet, im Vergleich zwischen Si^{13+} und Si^{11+} als Projektil abzuschätzen, welcher Anteil an K-Lochzuständen des Projektils durch nichtstrahlende Einfangprozesse aufgefüllt wird.

Da der strahlende Elektroneneinfang im wesentlichen bei sehr großen internuklearen Abständen ($> 10^4$ fm) stattfindet, wird für die hier untersuchten Stoßparameterbereiche in Übereinstimmung mit dem Experiment kaum eine b-Abhängigkeit erwartet.

Bei der schwachen Linie oberhalb des REC handelt es sich um die Si- $K_{\alpha\alpha}$ -Linie, die in allen Koinzidenzspektren beobachtet wird. Dieser Übergang wurde als 'Zwei-Elektronen-Ein-Photon-Übergang' identifiziert und von Wölflí et al.³¹⁾ inzwischen in vielen Experimenten eingehend untersucht.

Oberhalb der $K_{\alpha\alpha}$ -Linie werden in den 'Singles'-Spektren keine weiteren Linien oder Strukturen beobachtet. Der Abfall der 'Singles'-Spektren oberhalb der K_{α} -Übergangsenergie im vereinigten Atom (U.A.) stimmt gut mit den Abschätzungen von Betz et al.³⁾ überein (durchgezogene Linie in Abb. 17 und 18).

Für die verschiedenen Stoßparameterbereiche sind in den Abb. 19 - 21 Koinzidenzspektren (nicht absorberkorrigiert) für jeweils Si^{13+} und Si^{11+} als Projektil zusammen mit dem Verlauf der 'Singles'-Spektren (durchgezogene Linie) dargestellt. Der Vergleich mit den 'Singles'-Spektren zeigt, daß eine deutliche b -Abhängigkeit beobachtet wird. Betrachtet man die absorberkorrigierten Emissionswahrscheinlichkeiten dP/dE_x von Si^{13+} und Si^{11+} , so liegen die Werte für 13^+ beträchtlich oberhalb von denen des 11^+ (Abb. 23 u. 24).

Vergleicht man die REC-Emissionswahrscheinlichkeiten des Si^{13+} mit denen des 11^+ (Abb. 25), so sieht man, daß der REC des Si^{13+} um etwa den Faktor 5 höher im Absolutwert liegt als der entsprechende Wert für den Si^{11+} . Dies ist ein direkter experimenteller Beweis, daß ein großer Anteil der Projektil-K-Lochzustände des Si^{13+} durch strahlende Übergänge (REC oder $K_{\alpha/\beta}$ -Linie) zerfällt und nicht sofort in der Nähe der Targetoberfläche durch nichtstrahlende Einfangprozesse aufgefüllt wird.

Aus der Übergangsrate der strahlenden Übergänge läßt sich abschätzen, daß etwa 50 % der K-Lochzustände im Si^{13+} während des Durchgangs durch das 3,5 μg Aluminiumtarget nicht zerfallen. Dies wird durch Abschätzungen von Betz bestätigt¹⁰⁾.

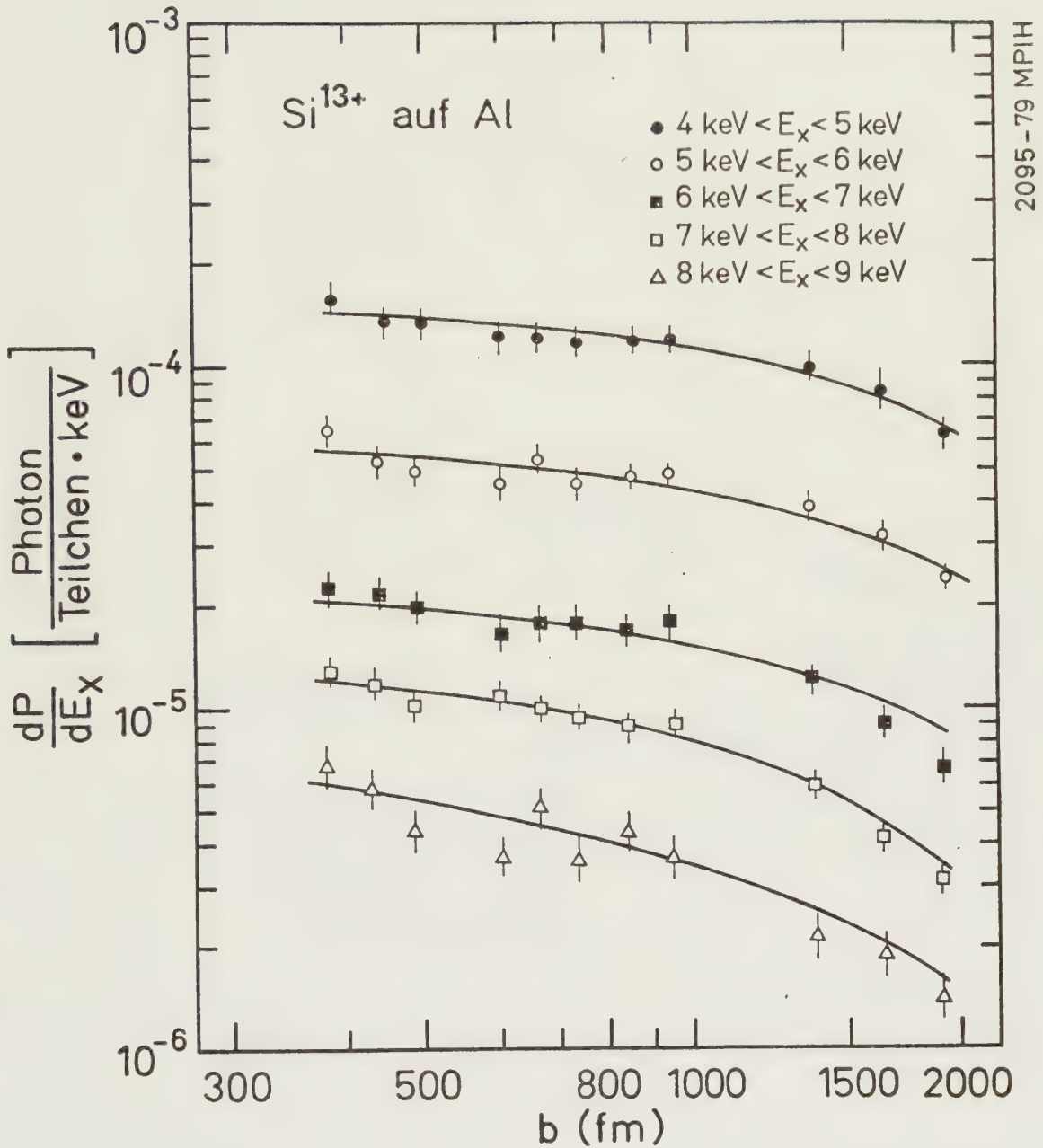


Abb. 23: Differentielle Emissionswahrscheinlichkeiten (Si^{13+} auf Al) als Funktion des Stoßparameters b für ausgewählte Energiebereiche, die Fehlerbalken entsprechen dem statistischen Fehler. Die durchgezogenen Linien geben nur den Verlauf an und sind keine theoretischen Berechnungen.

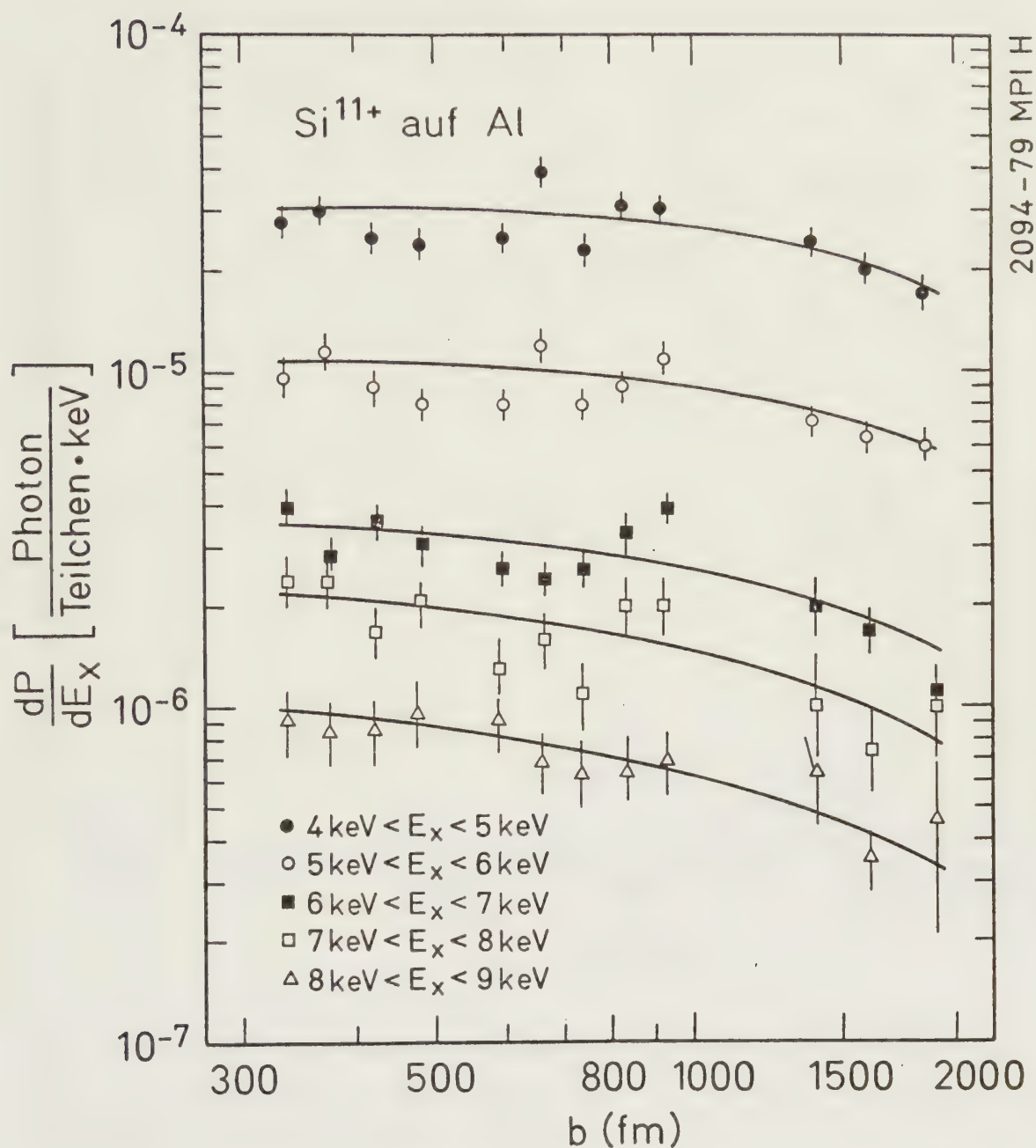


Abb. 24: Differentielle Emissionswahrscheinlichkeiten (Si^{11+} auf Al) als Funktion des Stoßparameters b für ausgewählte Energiebereiche, die Fehlerbalken entsprechen dem statistischen Fehler. Die durchgezogenen Linien geben nur den Verlauf an und sind keine theoretischen Berechnungen.

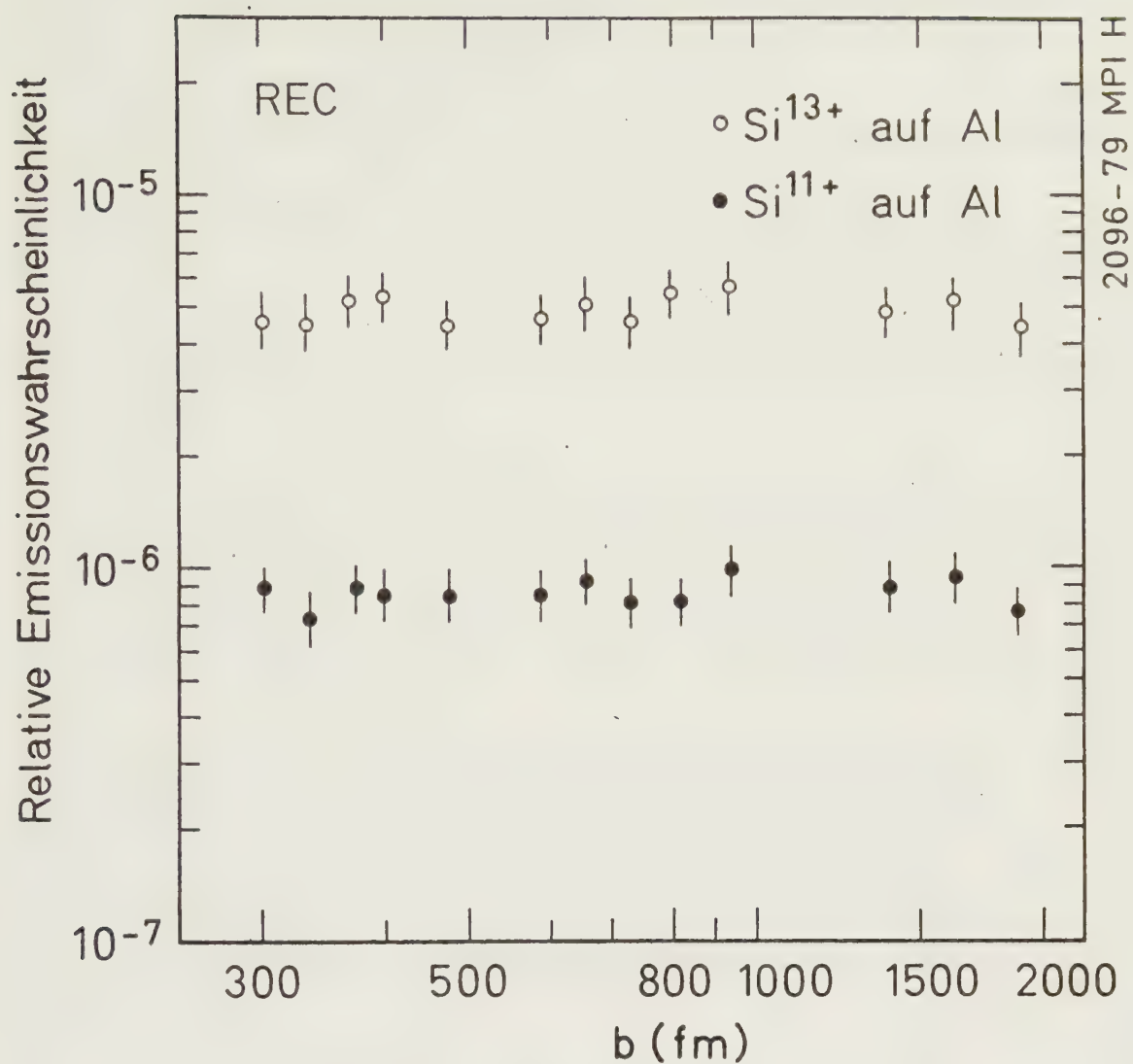


Abb. 25: Relative Emissionswahrscheinlichkeiten für den REC als Funktion des Stoßparameters b , die eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen dem statistischen Fehler

Die dP/dE_x -Werte zeigen für Si^{13+} eine schwache b -Abhängigkeit, die mit wachsender Photonenenergie zunimmt. Diese dP/dE_x -Werte geben für Si^{13+} im wesentlichen die Zufallsübergangswahrscheinlichkeiten wieder. Die gefundene Abhängigkeit kann qualitativ so verstanden werden, daß für höhere E_x -Werte die Aufenthaltsdauer im entsprechenden R -Bereich ($R = R(E_x)$) mit abnehmendem Stoßparameter leicht zunimmt. Für Si^{11+} wird eine solche Abhängigkeit durch größere dynamische Einflüsse (stärkere Stoßverbreiterung) etwas ausgewaschen.

Die Si^{11+} -Spektren zeigen bei hohen Röntgenenergien ($E_x > 7 \text{ keV}$) einen flacheren Verlauf als die Si^{13+} -Spektren. Durch die zunehmende Stoßverbreiterung können höhere Fourierkomponenten (größere E_x) auch bei größeren Stoßparametern auftreten.

Ein Vergleich der Emissionswahrscheinlichkeiten über den gesamten E_x -Bereich mit der Theorie ist zur Zeit nicht möglich, da 'ab initio' Berechnungen fehlen. Solche Berechnungen sind nur numerisch durchführbar, und sehr aufwendige Rechenprogramme wären nötig zu diesem Zweck.

Ein Vergleich der spektralen Form der koinzidenten Spektren bei $E_x = E_{\text{UA}}$ mit einer Näherung von Müller⁹⁾ für den exponentiellen Abfall an dieser Stelle zeigt, daß dieser Abfall absolut innerhalb der experimentellen Fehlergrenzen reproduziert werden kann (unterbrochene Linie in den Abb. 19a, 20a und 21a).

Nachdem gezeigt wurde, daß für den 13^+ -Zustand mit großer Wahrscheinlichkeit der K-Lochzustand in die 1 s -Orbitale gebracht wird, erwartete man in adiabatischer Näherung die in Kap. 2 diskutierten Oszillationsstrukturen über E_x . Alle gemessenen Koinzidenzspektren weisen jedoch in klarem Widerspruch zu

diesen Erwartungen im Spektrum der quasimolekularen Röntgenstrahlung keine Strukturen auf. Bei kleinen Stoßparametern (< 800 fm) deuten sich Strukturen von bis zu 30 % Amplitudenschwankung überlagert auf dem exponentiellen Untergrund der K-MOR-Strahlung an. Ihre Position über E_x ist jedoch stoßparameterunabhängig. Nach Müller⁹⁾ sollte die Lage der Oszillationen von b abhängig sein.

Mit Protonen induzierter K-Strahlung konnten sehr schwache Titan- und Eisen-Verunreinigungen des Targets identifiziert werden. Aus dem in Kap. 4.3 bestimmten Targetverunreinigungsbeitrag konnten die in den koinzidenten Spektren erwarteten $K_{\alpha/\beta}$ -Beiträge dieser Linien abgeschätzt werden. Die Wahrscheinlichkeit des K-Lochtransfers von Si^{13+} zu Titan bzw. Fe konnte aus Untersuchungen von Nolte et al.³²⁾ als Funktion des Stoßparameters abgeschätzt werden. Da dieser Lochtransfer sowohl auf dem einlaufenden als auch auf dem auslaufenden Teil des Stoßes von Si^{13+} mit Ti erfolgen kann, wird die Transferwahrscheinlichkeit ((2 po - 1 so)-Kopplung) als Funktion des Stoßparameters ebenfalls oszillieren. Auch für das System Si^{13+} auf Al konnten in diesem Experiment Oszillationsstrukturen in der (2 po - 1 so)-Radialkopplung qualitativ festgestellt werden³³⁾. Die Oszillation in diesem Transferprozeß als Funktion von b erklärt, warum die Ti-Linie bei bestimmten b -Werten auftritt bzw. wieder verschwindet.

Bei Si^{11+} ist wegen des Fehlens eines Lochzustands auf dem einlaufenden Teil der Trajektorie diese Transferwahrscheinlichkeit reduziert. Deswegen wurden die Ti-Linien für Si^{11+} nicht beobachtet.

Die Eisenlinie erscheint jedoch sowohl in den Si^{13+} -Spektren als auch in den Si^{11+} -Spektren. Die Erklärung dafür liegt in der stärkeren Verunreinigung des Targets durch Eisen. Im Spektrum Protonen auf Al (Abb. 22) sind die Eisenlinien nicht eingezeichnet, da die Fe-K-Röntgenstrahlung

überwiegend durch die Streuung der Protonen an der Edelstahlkammer erzeugt wurde und nur zu einem geringen Teil auf Verunreinigungen des Targets durch Eisen zurückzuführen war. Bei der Eisenlinie ist auch die ($2p\sigma - 1s\sigma$)-Lochtransferwahrscheinlichkeit wegen der stärkeren Asymmetrie der Stoßpartner weiter reduziert. Die Anregung der Fe-K-Schale sollte daher vor allem über direkte $1s\sigma$ -Anregung erfolgen, die für Si^{11+} und Si^{13+} annähernd gleich sein sollte.

Ausgehend vom experimentellen Ergebnis Si^{13+} auf Al können über Gründe des Fehlens dieser Oszillationsstrukturen im Spektrum der quasimolekularen Röntgenstrahlung nur Vermutungen geäußert werden. Da oben gezeigt wurde, daß experimentelle Ursachen für das Fehlen der Strukturen ausgeschlossen sind, läßt dies nur den Schluß zu, daß eine adiabatische Behandlung der Emissionen quasimolekularer Röntgenstrahlung in Schwerionenstößen nicht den Zerfallsprozeß beschreibt.

Offen bleibt die Frage, inwieweit der Übergang vom $2p\pi$ - zum $1s\sigma$ -Orbital der dominante Übergang zur Erzeugung quasimolekularer Röntgenstrahlung ist, oder wie groß der Beitrag zur K-MOR-Strahlung aus Übergängen von höheren Molekülorbitalen ist, d. h. wie stark die feste Phasenbeziehung zwischen Punkten gleicher Übergangsenergie im einlaufenden und auslaufenden Teil eines Stoßes mit festem b durch Übergänge aus höheren Orbitalen gestört wird.

Das Experiment deutet darauf hin, daß selbst im Falle der Entkopplung von Locherzeugung und Lochzerfall in Quasimolekülen, wie für Si^{13+} im Experiment realisiert, eine Vielzahl möglicher Übergänge zum MO-Spektrum beitragen können. Der Vergleich der absoluten Wahrscheinlichkeiten von Si^{13+} und Si^{11+} belegt jedoch eindeutig, daß der Zerfall des im Si^{13+} vorhandenen Lochzustands den entscheidenden Beitrag liefert.

Literaturverzeichnis

- 1) F.W. Saris, I.V. Mitchell, D.C. Santry, J.A. Davies und R. Laubert
Proceedings of the International Conference on Inner Shell Ionization Phenomena, hg. R.W. Fink, S.T. Manson, J.M. Palms und P.V. Rao, CONF-720404 (U.S. Atomic Energy Commission, Oak Ridge, Tenn.), 1973, S. 1255
- 2) P.H. Mokler, H.J. Stein und P. Armbruster
l.c. S. 1283
- 3) H.D. Betz, F. Bell, H. Panke, W. Stehling, E. Spindler und M. Kleber
Phys. Rev. Lett. 34, 1256 (1975)
- 4) H. Schmidt-Böcking, R. Schuch, I. Tserruya, R. Schulé, H.J. Specht und K. Bethge
Z. Phys. A 284, 39 (1978)
- 5) W.R. Thorson und J.H. Choi
Phys. Rev. A15, 550 (1977)
- 6) I. Tserruya, R. Schulé, K. Bethge, R. Schuch, H.J. Specht
Phys. Rev. Lett. 36, 1451 (1976)
- 7) K. Smith, private Mitteilung
- 8) W. Lichten
Phys. Rev. A9, 1458 (1974)
- 9) B. Müller
International Conf. on the Physics of Electronic and Atomic Collisions, Seattle 1975 (invited talk)

- 10) H.D. Betz, private Mitteilung
zum 'vacancy-sharing' siehe auch:
J.S. Briggs
Atomic Energy Res. Establ. Rep. No 594,
Harwell, England
- 11) V. Weisskopf
Phys. Zeit. 34, 1 (1933)
- 12) R. Anholt
J. Phys. B9, 249 (1976)
- 13) M. Barat, W. Lichten
Phys. Rev. A6, 211 (1972)
- 14) J.H. Macek, J.S. Briggs
J. Phys. B7, 1312 (1974)
- 15) H. Schmidt-Böcking, W. Lichtenberg, R. Schuch, J.
Volpp und I. Tserruya
Phys. Rev. Lett. 41, 859 (1978)
- 16) K. Bethge, G. Gaukler, H. Himmele, W. Lichtenberg,
G. Nolte, H. Schmidt-Böcking, R. Schuch, H.J. Specht
K. Stiebing, I. Tserruya
Jahresbericht Max-Planck-Institut f. Kernphysik,
Heidelberg 1978, S. 134
- 17) B. Fastrup, G. Hermann, K.J. Smith
Phys. Rev. A3, 1955 (1971)
- 18) H. Schmidt-Böcking, I. Tserruya, R. Schulé, R.
Schuch und K. Bethge
Nucl. Instr. a. Meth. 132, 489 (1976)
- 19) J. Volpp, Diplomarbeit,
Physikalisches Institut Heidelberg 1978
- 20) G.L. Nolte, Dissertation
Heidelberg 1979

- 21) Jahresbericht Max-Planck-Institut f. Kernphysik,
Heidelberg 1977, S. 7
- 22) A. Gruppe, Diplomarbeit
Institut f. Kernphysik, Frankfurt 1978
- 23) G. Gaukler, H. Schmidt-Böcking, R. Schuch, R. Schulé,
H.J. Specht und I. Tserruya
Nucl. Instr. a. Meth. 141, 115 (1977)
- 24) Jahresbericht Max-Planck-Institut f. Kernphysik,
Heidelberg 1978, S. 49
- 25) R. Hoffmann, Staatsexamensarbeit,
in Vorbereitung, Physikalisches Institut Heidelberg
- 26) E. Storm, H.I. Israel
Nucl. Data Tables A7, 565 (1970)
- 27) G. Gaukler, private Mitteilung
- 28) J.M. Hansteen
Atom. Data 15, 305 (1975)
- 29) H.W. Schnopper, H.D. Betz, J.B. Delvaille, K. Kalata,
A.R. Sohval, K.W. Jones, H.E. Wegner
Phys. Rev. Lett. 29, 898 (1972)
- 30) R. Schulé, H. Schmidt-Böcking, I. Tserruya
J. Phys. B10, 889 (1977)
- 31) W. Wölfli, Ch. Stoller, G. Bonani, M. Suter,
M. Stöckli
Phys. Rev. Lett. 35, 656 (1975)
- 32) G. Nolte, R. Schuch, W. Lichtenberg, H. Schmidt-
Böcking
wird veröffentlicht und
G.L. Nolte, Dissertation, Heidelberg 1979
- 33) R. Schuch, private Mitteilung

Herrn Prof. Dr. Klaus Bethge möchte ich danken für die wohlwollende Unterstützung dieser Arbeit und die kritische Durchsicht des Manuskripts.

Meinem Betreuer Priv. Doz. Dr. H. Schmidt-Böcking schulde ich Dank für die gute Zusammenarbeit während aller Phasen dieser Arbeit.

Allen Mitarbeitern und Kollegen des Instituts für Kernphysik in Frankfurt danke ich für die Hilfsbereitschaft innerhalb der Zeit, in der diese Dissertation entstand.

Da der experimentelle Teil dieser Arbeit am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg durchgeführt wurde, möchte ich stellvertretend für viele Mitarbeiter des MPI bzw. des Physikalischen Instituts der Universität Heidelberg besonders danken Herrn Wachholz (Mechan. Werkstatt), Frau Schmadel (Zeichenbüro), Herrn Kößler (Tandemannschaft) und Frau Träumer (Photolabor).

Herrn Dr. R. Schuch danke ich für die Hilfe bei der Durchführung des Experiments und der Interpretation der Ergebnisse. Für die Unterstützung bei der Auswertung des Experiments danke ich meinem Kollegen G. Gaukler.

Besonders danken möchte ich meinem Kollegen Dr. G. Nolte für eine gute und erfolgreiche Zusammenarbeit im Rahmen einer gemeinsamen Forschungstätigkeit zwischen dem Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt und dem Physikalischen Institut der Universität Heidelberg.

Lebenslauf

4. 6. 40 in Rösrath, Rhein.-Berg. Kreis, geboren
Familienstand: verheiratet, 2 Kinder

Ausbildung

1947 - 1955	Volksschule
1955 - 1958	Lehre als Elektriker in Sieglar
1958 - 1961	Lehre als Physiklaborant in Troisdorf
1961 - 1964	Physikal.-techn. Lehranstalt in Wedel
1966 - 1969	Abendoberschule Heidelberg, Abschluß Abitur
1969 - 1975	Universität Heidelberg, Studium der Physik, Abschluß Diplom
Sept. 1975	Beginn der Doktorarbeit

Berufstätigkeit

1961	Physiklaborant, Dynamit-Nobel, Troisdorf
1965 - 1966	Reparaturdienst, Heidelberger Straßen- und Bergbahn AG
1966 - 1969	Technischer Angestellter der Universität Heidelberg
1975 - 1979	Wissenschaftlicher Angestellter der Uni- versität Frankfurt am Institut für Kern- physik

Meine akademischen Lehrer waren:

Bender, Bethge, W. Böge, Bühring, Dosch, Ebenhöf, Haxel,
Heintze, Hofmann, Kupisch, Münnich, Plieninger, Povh, zu
Putlitz, Roquette, Schatz, Schmelzer, Siebert, Soergel,
Stech, Weidenmüller, Weis

